

Numerische und experimentelle Untersuchungen gekoppelter elektromagnetischer und thermischer Felder in supraleitenden Beschleunigermagneten

Vom Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik
der Technischen Universität Darmstadt
zur Erlangung des akademischen Grades
eines Doktors rerum naturalium (Dr.rer.nat.)
genehmigte

Dissertation

von
Dipl.-Phys. Anna Mierau
Geboren am 12. Juni 1975 in Nowoworonesh, Russland

Referent:	Prof. Dr.-Ing. Thomas Weiland
Korreferent:	Prof. Dr.phil.nat. Oliver Kester
Korreferent:	Prof. Dr.rer.nat.habil. Boris Sharkov

Tag der Einreichung:	05.07.2012
Tag der mündlichen Prüfung:	20.12.2012

Numerische und experimentelle Untersuchungen gekoppelter elektromagnetischer und thermischer Felder in supraleitenden Beschleunigermagneten

Numerical and experimental investigations of coupled electromagnetic and thermal fields in superconducting accelerator magnets

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN:urn:nbn:de:tuda-tuprints-33117

URL:<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/id/eprint/3311>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,

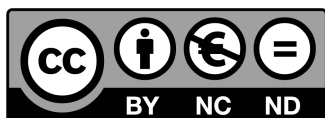
E-Publishing-Service der TU Darmstadt

<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>

tuprints@ulb.tu-darmstadt.de

Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:

Namensnennung - Keine kommerzielle Nutzung - Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland



<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/de/>

Erklärung laut §9 PromO

Ich versichere hiermit, dass ich die vorliegende Dissertation allein und nur unter Verwendung der angegebenen Literatur verfasst habe. Die Arbeit hat bisher noch nicht zu Prüfungszwecken gedient.

Darmstadt, den 05.07.2012

(A. Mierau)

Danksagung

Diese Arbeit entstand während meiner dreijährigen Zeit als Doktorandin an dem Institut für Theorie Elektromagnetischer Felder der TU Darmstadt und am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung. An dieser Stelle möchte ich allen denen herzlich danken, die mich mit ihrem fachlichen Wissen und Beratung, wertvollen Anregungen oder freundlicher Unterstützung auf dem Weg zum Verfassen dieser Arbeit begleitet und somit ihre Entstehung ermöglicht haben.

Mein Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. Thomas Weiland dafür, diese Arbeit als Doktorvater betreut zu haben, das große der Arbeit entgegengebrachte Interesse sowie für die Bereitstellung ausgezeichneter Bedingungen für die Durchführung der Feldsimulationen.

Zu einem besonderen Dank bin ich meinem Betreuer an der GSI und dem wissenschaftlichen Leiter der Arbeit Herrn Dr.rer.nat.habil. Egbert Fischer und dem Zweitbetreuer an der GSI Herrn Dr.Tech. Pierre Schnitzer verpflichtet. Ich danke ihnen für das große fachliche Wissen das sie mit mir bei der Betreuung der Arbeit geteilt haben und vor allem bin ich ihnen dafür dankbar, dass sie mich nach meinem einjährigen wissenschaftlichen Praktikum an der GSI zu dem Schritt zur Promotion ermutigt haben, diese dann mit viel Geduld betreut und unterstützt und mir somit meinen Einstieg ins Berufsleben in Deutschland ermöglicht haben.

Hier danke ich auch Herrn Prof. Wolfgang Jacoby, der mit seiner Interesse an dieser Arbeit und organisatorischem Beistand meine Aufnahme als Doktorandin maßgeblich unterstützt hat.

Ich bedanke mich auch bei Herrn Prof. Dr.phil.nat. Oliver Kester und Herrn Prof. Dr.rer.nat.habil. Boris Sharkov für ihre freundliche Übernahme der Korreferate.

Mein Dank gilt auch Herrn Dr.-Ing. Stephan Koch für seine sehr fachkompetente Beratung bei meinen ersten Versuchen auf dem Gebiet der Feldsimulationen mit CST EM STUDIOTM. Ich danke ihm auch für die Begleitung dieser Arbeit am Institut für die Theorie Elektromagnetischer Felder (TEMF) sowie für seine gewissenhafte und kritische Durchsicht der einzelnen Kapitel des Manuskripts.

Ich danke meinen Kollegen Herrn Claus H. Schröder, Herrn Franz Walter, Herrn Farid Marzouki, Herrn Dirk Acker und Herrn Alexander Bleile, denn ohne die von ihnen geleistete Arbeit am Teststand der GSI für supraleitende Magnete wären die durchgeführten experimentellen Untersuchungen nicht möglich gewesen.

Meinem Kollegen Herrn Dr.rer.nat. Stephan Wilfert danke ich für seine Unterstützung der Testversuche am Mock-up Modell der Vakuumkammer mit Kontaktkühlung und die ständige Bereitschaft meine Fragen aus dem Gebiet Vakuumtechnik immer freundlich und ausführlich zu beantworten.

Hier möchte ich auch Herrn Dr.rer.nat.habil. Pavel Akishin danken ohne dessen Hilfe die Simulationsstudien mit Vector Fields OPERA[®] nicht hätten statt finden können.

Meinem Kollegen Herrn Dr.Phil. Kei Sugita danke ich für seine wertvolle Ratschläge und Anmerkungen hinsichtlich der Feldsimulationen.

Meinen Kollegen Herrn Dr.rer.nat. Hans Müller und Herrn Dr.rer.nat. Henning Raach

danke ich ganz herzlich für ihren heldenhaften Kampf gegen meine Rechtschreibfehler sowie wertvolle Anmerkungen und freundliche Ermutigung während des Zusammenschreibens der Arbeit.

Ich möchte mich hier auch bei allen Kollegen aus der ehemaligen Gruppe Magnettechnik recht herzlich bedanken für meine freundliche Aufnahme in der Gruppe zunächst als Praktikantin und dann als Doktorandin sowie für das angenehme Arbeitsklima und fachkompetente Unterstützung auf dem damals für mich noch ganz neuen Gebiet der Beschleunigermagnete.

Anschließend möchte ich meinen lieben Eltern und meinem Bruder für ihr immer für mich da sein, moralische Unterstützung und ihren Glauben an mich von ganzem Herzen danken.

Kurzfassung

Aufbauend auf der Beschleunigeranlage des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung wird in Darmstadt die neue internationale Forschungseinrichtung FAIR errichtet. Der entstehende Komplex aus Beschleuniger- und Speicherringen wird Ionen- und Protonenstrahlen hoher Energien mit bisher unerreicht hohen Intensitäten für die Grundlagenforschung in zahlreichen Gebieten der Kern-, Atom- und Antiprotonphysik zur Verfügung stellen und somit zu einem besseren Verständnis des Aufbaus der Materie und der Entwicklung des Universums beitragen. Die zentrale Komponente der neuen Anlage ist ein Doppelring-Beschleuniger, der aus zwei Schwerionensynchrotronen SIS100 und SIS300 besteht. Das Synchrotron SIS100 wird dabei als Hauptbeschleuniger der Anlage dienen. Die angestrebten Strahleigenschaften für den Betrieb des SIS100 erfordern ein Design der Maschine, das wesentlich anspruchsvoller als das konventionelle Design der existierenden Proton- und Ionensynchrotrone ist.

Die entscheidenden technischen Baugruppen eines Synchrotrons sind spezielle Elektromagnete mit deren Hilfe die geladenen Teilchen im Verlauf der Beschleunigungsvorgänge während ihrer zahlreichen Umläufe im Synchrotronring auf ihren Bahnen gehalten werden. Für den stabilen Betrieb des SIS100 müssen die Beschleunigermagnete höchst homogene Magnetfelder erzeugen. Weiterhin fordern die geplanten Betriebsmodi des SIS100 mit hoch intensiven Strahlen zum Beispiel von U^{28+} Ionen, aufgrund der Umladungseigenschaften dieser Ionen, ultrahohes Vakuum im Strahlrohr des Synchrotrons, das erst bei tiefen Temperaturen von unter 15 K effektiv erzeugt werden kann. Basierend auf den Anforderungen an die Feldeigenschaften der Magnete, den geforderten Eigenschaften des dynamischen Vakuums sowie im Hinblick auf die Minimierung zukünftiger Betriebskosten werden zur Strahlführung im SIS100 schnellgerampte supraleitende Magnete eingesetzt. Derartige Magnete werden im Rahmen des FAIR-Projekts an der GSI entwickelt. Die Ausarbeitung eines ausbalancierten Designs supraleitender Beschleunigermagnete fordert ein gutes Verständnis der Zusammenhänge zwischen den thermischen und elektromagnetischen Feldern in Magneten. Von grundlegender Bedeutung sind dabei die Kenntnisse der Homogenität des erzeugten statischen Magnetfeldes in der Magnetapertur sowie der dynamischen Wärmelasten des Magneten und seiner Komponenten, die während der Beschleunigungszyklen auftreten.

Die Untersuchung und Analyse der genannten physikalischen Charakteristika der supraleitenden Magnete und der Zusammenhänge zwischen den Feldern bilden den Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit. Im Vordergrund der Untersuchungen steht dabei ein Prototyp des schnellgerampten supraleitenden Dipolmagneten für SIS100. Aufgrund des komplexen Designs lassen sich die Charakteristika elektromagnetischer und thermischer Felder eines Beschleunigermagneten meist nur mit numerischen Simulationen oder Messungen an Testmodellen bestimmen. Die in dieser Arbeit mit beiden Methoden gewonnenen Erkenntnisse über die Eigenschaften des statischen Magnetfeldes in der zur Strahlführung vorgesehenen Region sowie über die dynamischen Wärmelasten des Magneten sollen der Entwicklung eines den Betriebsanforderungen des SIS100 entsprechenden Dipolmagneten dienen. Weiterhin sind die Kenntnisse der dynamischen Wärmelasten in einzelnen Dipolmodulen für die Ausarbeitung eines zuverlässigen Kühlsystems der supraleitenden Magnete im Ring und somit für den stabilen Betrieb des SIS100 entscheidend.

Abstract

The new international facility for antiproton and ion research FAIR will be built in Darmstadt (Germany). The existing accelerator facility of GSI Helmholtzzentrum for Heavy Ion Research will serve as a pre-accelerator for the new facility. FAIR will provide high-energy antiproton and ion beams with unprecedented intensity and quality for fundamental research of states of matter and the evolution of the universe. The central component of FAIR's accelerator and storage rings complex is a double-ring accelerator consisting of two heavy ion synchrotrons SIS100 and SIS300. The SIS100 is the primary accelerator of FAIR. The desired beam properties of SIS100 require a design of the machine much more challenging than the conventional design of existing proton and ion synchrotrons.

The key technical components of each synchrotron are the special electromagnets, which allow guiding the charged particles on their orbits in the synchrotron during the acceleration processes. For a stable operation of the SIS100's the magnets have to produce extremely homogeneous magnetic fields. Furthermore, the SIS100 high-intensity ion beam modes, for example with U^{28+} ions, require an ultra-high vacuum in the beam pipe of the synchrotron, which can be generated effectively only at low temperatures below 15 K. Due to the field quality requirements for the magnets, the properties of the dynamic vacuum in the beam pipe but also in order to minimise future operating costs, fast ramped superconducting magnets will be used to guide the beam in SIS100. These magnets have been developed at GSI within the framework of the FAIR project. Developing a balanced design of a superconducting accelerator magnet requires a sound understanding of the interaction between its thermal and electromagnetic fields. Of special importance in this case are the magnetic field properties such as the homogeneity of the static magnetic field in the aperture of the magnet, and the dynamic heat losses of the whole magnet and its individual components, which occur during acceleration cycles.

The study and analysis of these physical characteristics of the superconducting magnets and the relation between thermal und magnetic fields are subject of this PhD thesis. The object of investigation was the first SIS100 full size fast ramped superconducting dipole magnet prototype. Due to the complex design of accelerator magnets numerical simulations as well as measurements on test models are commonly used methods to determine the characteristics of the electromagnetic and thermal fields of such magnets. In the frame of this work both methods have been used to study the properties of the static magnetic field in the aperture of the dipole magnet. The dynamic heat losses in the magnet and its vacuum chamber were measured using the calorimetric method. The knowledge gained in this work has contributed to the development of superconducting dipole magnets which will satisfy the operational conditions of the SIS100 beam guiding magnets. Furthermore, the knowledge of the dynamic heat loads in individual dipole units is important for developing a reliable cooling system for the superconducting magnets in the accelerator ring and thus for the stable operation of the SIS100 heavy ion synchrotron.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation	1
1.2	Zielsetzung	2
1.3	Aufbau der Arbeit	2
2	Der Schwerionensynchrotron SIS100 bei FAIR	5
2.1	Hauptcharakteristiken des SIS100	5
2.2	Strahlführungsmagnete des SIS100	7
2.2.1	Schnellgerampte supraleitende Dipolmagnete des SIS100	8
3	Theoretische Beschreibung elektromagnetischer Felder	16
3.1	Die Maxwellschen Gleichungen	16
3.2	Magnetfelder der Strahlführungsmagnete	20
3.2.1	Ansätze zur Berechnung von Magnetfeldern	20
3.2.2	Felddarstellung in stromfreien Regionen	24
3.2.3	Zweidimensionale Betrachtung des Feldes	25
3.2.4	Dreidimensionale Betrachtung des Feldes	29
3.2.5	Integrales Magnetfeld der Beschleunigermagnete	30
4	Simulation der statischen Magnetfelder des SIS100 Dipolmagneten	31
4.1	Modellbeschreibung	32
4.1.1	Modellierung in CST EM STUDIO™	33
4.1.2	Modellierung mit Vector Fields OPERA®	36
4.2	Methode zur Auswertung der Feldqualität	38
4.3	Untersuchung der Feldhomogenität des SIS100 Dipolmagneten	40
4.3.1	Analyse der Feldqualität in 2D	40
4.3.2	Analyse der Feldqualität in 3D	46
4.3.3	Auswertung der Feldqualität des ersten Prototyp Dipolmagneten des SIS100	54

5	Wirbelströme und Temperaturfelder in den Vakuumkammern der SIS100	59
	Dipolmagnete	
5.1	Vakuumkammer mit direkter Kühlung	62
5.1.1	Analyse der Wirbelströme und Joulescher Verluste	62
5.1.2	Wirbelströme in dem Kühlkreis der Vakuumkammer	65
5.2	Vakuumkammer mit Kontaktkühlung	68
5.2.1	Wirbelströme und Joulesche Verluste in wärmeleitenden Bändern	71
5.2.2	Wärmetransport via Kontaktkühlung	73
5.2.3	Temperaturfelder an der Oberfläche des Strahlrohrs mit Kontakt- kühlung	75
6	Experimentelle Untersuchungen an supraleitenden Dipolmagneten des	80
	SIS100	
6.1	Der Prototyp-Dipolmagnet des SIS100	80
6.2	Testeinrichtung	82
6.3	Vermessung des Magnetfeldes	83
6.3.1	Feldmessung mittels rotierender Spulen	83
6.3.2	Messsonde zur Feldmessung	85
6.3.3	Messverfahren	87
6.3.4	Auswertung der Messdaten	88
6.4	Messung der dynamischen Wärmelasten	95
6.4.1	Kalorimetrische Methode zur Bestimmung dynamischer Wärmelasten	96
6.4.2	Messverfahren	96
6.4.3	Auswertung der Messergebnisse	100
6.5	Versuche an der Vakuumkammer mit einer Kontaktkühlung	108
7	Zusammenfassung und Schlussfolgerungen	113
7.1	Untersuchung der Genauigkeit der Feldsimulationen	114
7.2	Untersuchungen der Feldhomogenität	115
7.3	Untersuchung der dynamischen Wärmelasten	115
7.4	Analyse der Verlustquellen der Vakuumkammer	116
7.5	Ausblick	117
A	Anhang	118
A.1	Verwendete Abkürzungen	118
A.2	Notation	119
	Literaturverzeichnis	121

1. Einleitung

1.1 Motivation

Auf dem Weg zur weiteren Erforschung des Aufbaus der Materie, ihrer Entstehung sowie den Wechselwirkungen zwischen ihren Grundbausteinen wird immer wieder nach neuen leistungsfähigeren Forschungsinstrumenten gefragt. Die neue internationale Forschungseinrichtung FAIR¹ (engl. Facility for Antiproton and Ion Research), die aufbauend auf der am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung (GSI) existierenden Forschungsanlage errichtet wird, soll zu einem besseren Verständnis der offenen Fragen moderner Kernstrukturphysik und Antiprotonphysik beitragen. Dazu wird bei FAIR ein Komplex aus Beschleuniger- und Speicherringen gebaut. Die entscheidende Komponente der neuen Forschungsanlage ist das Schwerionensynchrotron SIS100, das der Produktion von Protonen- und Ionenstrahlen hoher Energie und bisher unerreichter Intensität dienen wird. So werden im SIS100 schwere Ionen wie zum Beispiel das Uranion (U^{28+}) von einer Energie von 400 MeV/u auf die Energie von 2,7 GeV/u und in einer Anzahl von $5 \cdot 10^{11}$ Ionen pro Puls beschleunigt. Die angestrebten Zielwerte für den Betrieb mit Protonen sind 29 GeV und $2,5 \cdot 10^{13}$ Protonen pro Puls.

Um die Ionen und Protonen auf die beabsichtigten Endenergien beschleunigen zu können, müssen die Strahlführungsmagnete des SIS100 hoch homogene Magnetfelder erzeugen. Zum Erreichen der angestrebten Strahlintensitäten sind kurze Beschleunigungszyklen mit einer Folgefrequenz von 1 Hz und schnellen Änderungen des Magnetfeldes von bis zu 4 T/s während der einzelnen Zyklen nötig. Für den Hochstrombetrieb mit U^{28+} sind außerdem sehr geringe Restgasteilchendichten in den Vakuumkammern der Magnete gefordert, die ultrahohen Vakua (UHV) mit Drücken von einigen 10^{-12} mbar entsprechen. Derart niedrige Drücke lassen sich dann erzeugen, wenn die Kammerwände als Kryopumpe wirken, wozu die Temperatur der Kammer unter 15 K liegen muss.

Basierend auf den Anforderungen an die Feldeigenschaften der Strahlführungsmagnete, den geforderten Eigenschaften des statischen Vakuums in der Vakuumkammer sowie im Hinblick auf die Minimierung zukünftiger Betriebskosten werden im SIS100 schnellgerampte supraleitende Magnete zur Strahlführung eingesetzt. Die Betriebsmodi mit U^{28+} Ionenstrahlen hoher Intensität stellen dabei eine besondere Herausforderung an das Design der Strahlführungsmagnete. In diesen Betriebsmodi werden aufgrund der schnellen Änderungen der magnetischen Flussdichte erhebliche Wirbelströme in allen elektrisch leitenden Komponenten der Magnete induziert, die zu Joulescher Erwärmung derselben führen. Gleichzeitig muss jedoch die Temperatur der Vakuumkammer auf dem

¹Alle in dieser Arbeit verwendeten Abkürzungen und Akronyme sind am Ende der Arbeit in einer Liste zu finden. Zudem sind dort die wichtigsten mathematischen und physikalischen Symbole sowie ihre Bedeutung zusammengefasst.

geforderten Niveau von unter 15 K gehalten werden. Daraus resultierend stellt sich eine Optimierungsaufgabe für das Design der Magnete dar, bei der einerseits die am Magneten auftretende Wärmelast minimiert werden muss und andererseits die Forderungen an die Qualität der erzeugten Felder sowohl im statischen als auch im transienten Betrieb erfüllt werden müssen.

Die an der GSI laufenden Entwicklungs- und Optimierungsarbeiten des Designs des schnellgerampten supraleitenden Dipolmagneten für das zu bauende Schwerionensynchrotron SIS100 stellten die Motivation für die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Untersuchungen dar.

1.2 Zielsetzung

Die Entwicklung eines ausbalancierten Designs des Beschleunigermagneten, das einige teilweise einander widersprechenden Anforderungen erfüllen muss, fordert ein tiefes Verständnis der Zusammenhänge zwischen den thermischen und elektromagnetischen Feldern im Magneten. Das Ziel der Arbeit bestand darin, die für den Betrieb des Synchrotrons relevanten physikalischen Charakteristika des Dipolmagneten wie die Homogenität des erzeugten statischen Magnetfeldes und die dynamischen Wärmelasten im Magneten und seinen Komponenten zu untersuchen. Im Vordergrund der Untersuchungen stand ein Prototyp-Modell des schnellgerampten supraleitenden Dipolmagneten des SIS100, das an der GSI ausgearbeitet wurde. Aufgrund des komplexen Designs des Magneten lassen sich die angesprochenen physikalischen Charakteristika meist nur anhand numerischen Simulationen oder Messungen an Testmodellen untersuchen. So werden zur Bestimmung der Feldhomogenität in der Magnetapertur sowohl Feldsimulationen als auch Messungen an einem maßstabsgetreuen Prototypen des Magneten verwendet. Die dynamischen Wärmelasten im Magneten und seiner Vakuumkammer werden anhand von Messungen am Testmodell bestimmt. Eine besondere Aufmerksamkeit wird dabei der Analyse der Verlustquellen der Vakuumkammer geschenkt, die für die Ausarbeitung einer effizienten Kammerkühlung nötig ist. Da eine Messung der Verluste in einzelnen Bauteilen der Kammer nicht möglich ist, werden diese analytisch abgeschätzt.

Die anhand der numerischen und experimentellen Untersuchungen gewonnenen Kenntnisse sollen der Entwicklung eines den Betriebsanforderungen des SIS100 entsprechenden Dipolmagneten dienen. Weiterhin sind die Kenntnisse der Größe der dynamischen Wärmelasten in einzelnen Dipolmodulen für die Ausarbeitung eines zuverlässigen Kühlsystems der Magnete im Ring von entscheidender Bedeutung.

1.3 Aufbau der Arbeit

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Untersuchung elektromagnetischer und thermischer Felder des schnellgerampten supraleitenden Dipolmagneten des SIS100. Derartige Magnete werden im zukünftigen Betrieb der Maschine zur Ablenkung der zu beschleunigenden Ionen und Protonen auf die vorbestimmte Umlaufbahn eingesetzt. Als Untersuchungsobjekt dient das maßstabsgetreue Prototypmodell des Magneten, das

an der GSI im Rahmen des FAIR-Projekts entwickelt wurde. Daher wird im Kapitel 2 zunächst ein kurzer Überblick über die zu bauende Forschungsanlage FAIR und ihre entscheidende Komponente das Schwerionensynchrotron SIS100 gegeben. Im Abschnitt 2.2 des Kapitels werden die für den Betrieb des SIS100 benötigten Betriebscharakteristika der Dipolmagnete sowie die verwendeten Technologien und Mittel erläutert, mit welchen die geforderten Magnetparameter erreicht werden können.

Da ein Teil der Arbeit sich mit den Untersuchungen der Feldeigenschaften des zu betrachtenden Beschleunigermagneten beschäftigt, wird am Anfang des Kapitels 3 auf die klassischen Grundlagen zur Beschreibung elektromagnetischer Felder eingegangen. Darauf aufbauend werden im Abschnitt 3.2 einige Ansätze zur Berechnung der Magnetfelder der Strahlführungsmagnete und zur Bestimmung der Feldhomogenität in der Magnetapertur zusammengefasst.

Im Kapitel 4 werden die Ergebnisse der durchgeführten numerischen Simulationen zur Untersuchung der Homogenität des statischen Magnetfeldes in der Apertur des SIS100 Dipolmagneten behandelt. Dabei werden im Abschnitt 4.1 die in den Simulationen verwendeten Modelle des Magneten vorgestellt. Zur Berechnung der Feldverteilung werden zwei kommerzielle Produkte, CST EM STUDIOTM und Vector Fields OPERA[®] verwendet. Dabei wird in beiden Fällen ein Lösungsverfahren auf Basis der Methode der finiten Elemente [48], [49] zur Feldberechnung angewendet. Im Abschnitt 4.2 wird die Methode zur Auswertung der berechneten Felder beschrieben. Die mit Hilfe unterschiedlicher Softwarepakete erzielten Lösungen werden im Abschnitt 4.3 analysiert.

Der zweite Schwerpunkt der Arbeit liegt in der Untersuchung thermischer Felder des schnellgerampten supraleitenden Dipolmagneten, wobei sich der Fokus der Untersuchungen auf die Vakuumkammer des Magneten richtet. So befasst sich Kapitel 5 mit der Analyse der Wirbelströme und Temperaturfelder in der Vakuumkammer. Für den geplanten Hochstrombetrieb des SIS100 mit U^{28+} Ionen muss die Temperatur der Kammerwandungen unter 15 K liegen. Die schnellen Änderungen des Magnetfeldes während der Beschleunigungszyklen verursachen jedoch erhebliche Wirbelströme in allen elektrisch leitenden Bauteilen des Magneten, darunter auch in seiner Vakuumkammer, die zur Jouleschen Erwärmung derselben führen. Um die Forderungen an die Maximaltemperatur zu erfüllen, muss die Kammer gekühlt werden. Das Kühlsystem der Kammer muss dabei so optimiert werden, dass es sowohl die Kammertemperatur auf dem erforderlichen Niveau halten kann als auch keine Störungen der Feldhomogenität in der Magnetapertur verursacht. Unterschiedliche Varianten des Kühlsystems werden in den Abschnitten 5.1 und 5.2 analysiert.

Im Kapitel 6 der vorliegenden Arbeit werden die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen am ersten Prototyp des supraleitenden Dipolmagneten des SIS100 präsentiert. Dabei werden in den Abschnitten 6.3 und 6.4 die betriebsrelevanten Parameter des Magneten wie Homogenität des statischen Magnetfeldes und die während der transienten Betriebsmodi auftretenden dynamischen Wärmelasten diskutiert. Im Abschnitt 6.5 werden die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen der praktischen Realisierbarkeit der Kontaktkühlung der Vakuumkammer vorgestellt. Dieses Konzept stellt eine der in Kapitel 5 behandelten Varianten der Kammerkühlung dar. Vor der Analyse der Messergebnisse werden zunächst die bei den Untersuchungen verwendeten Messverfahren

sowie die ihnen zugrunde liegenden Messmethoden erläutert. Anschließend werden die im Laufe der Messserien erzielten Werte mit den Ergebnissen der numerischen Simulationen und den analytischen Abschätzungen verglichen.

Eine Zusammenfassung der Ergebnisse der durchgeführten Untersuchungen, die sich daraus ergebenden Schlussfolgerungen und ein Ausblick werden im abschließenden Kapitel 7 der Arbeit gegeben.

2. Der Schwerionensynchrotron SIS100 bei FAIR

Auf der Suche nach den Antworten auf die noch ungelösten Fragen zum Aufbau der Materie, dem Ursprung des Universums und dessen Entwicklung wird auf Basis der Beschleunigeranlage des GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung [1] die neue internationale Forschungseinrichtung FAIR in der Nähe von Darmstadt gebaut. Der entstehende Komplex aus Beschleuniger- und Speicherringen wird Ionen- und Protonenstrahlen hoher Energien und bisher unerreichter Intensitäten für die Grundlagenforschung in den Gebieten der Kernstruktur- und der Kernmateriephysik, der Atomphysik, der Antiprotonphysik, der Plasmaphysik sowie für weitere Anwendungen in der Biophysik und Festkörperphysik zur Verfügung stellen [2]. Die bestehende Beschleunigeranlage der GSI, unter anderem der Universal-Linearbeschleuniger (UNILAC) und das Schwerionensynchrotron (SIS18) [3], wird nach ihrem Ausbau als Injektor für die FAIR Beschleunigeranlage dienen. Abbildung 2.1 auf Seite 6 gibt einen Überblick über die existierende Beschleunigeranlage der GSI und die zukünftige Forschungseinrichtung FAIR. Die zentrale Komponente der neuen Anlage ist ein Doppelring-Beschleuniger mit einem Umfang von 1083,6 m, an den sich ein komplexes System von Speicherringen und Experimentierstationen anschließt. Der Doppelring-Beschleuniger besteht aus den zwei Schwerionensynchrotronen SIS100 und SIS300, deren magnetische Steifigkeit 100 Tm beziehungsweise 300 Tm beträgt.

2.1 Hauptcharakteristiken des SIS100

Das Schwerionensynchrotron SIS100 dient als Hauptbeschleuniger der FAIR Anlage, der Ionen- und Protonenstrahlen hoher Energien und Intensitäten direkt zu den Experimenten oder für die weitere Beschleunigung im SIS300 liefern wird [4].

Als Design-Ion des SIS100 wird das Uranion U^{28+} angenommen, das im Gegensatz zu dem Design-Ion des SIS18 U^{73+} ein kleineres Ladung-zu-Masse-Verhältnis hat, wodurch die erreichbare Intensität des Strahls erhöht werden kann. Wie in dem Synchrotron SIS18 wird auch in SIS100 ein breites Spektrum weiterer Ionen von Helium bis zu Uran beschleunigt. Die angestrebten Betriebsparameter des SIS100 im Betrieb mit Ionen sind eine Beschleunigung der U^{28+} Ionen von einer Energie von 400 MeV/u auf die Energie von 2,7 GeV/u bei einer Anzahl von $5 \cdot 10^{11}$ Ionen pro Puls. Dies bedeutet eine um den Faktor 7 höhere Strahlintensität im Vergleich zu der zur Zeit im SIS18 für die U^{73+} erreichten [4]. Die entsprechenden Zielwerte der Energien der beschleunigten Teilchen und der Strahlintensität für den Betrieb mit Protonen, die zur weiteren Produktion von Antiprotonen bereitgestellt werden, sind 29 GeV bei $2,5 \cdot 10^{13}$ Protonen pro Puls. Mit Erhöhung der

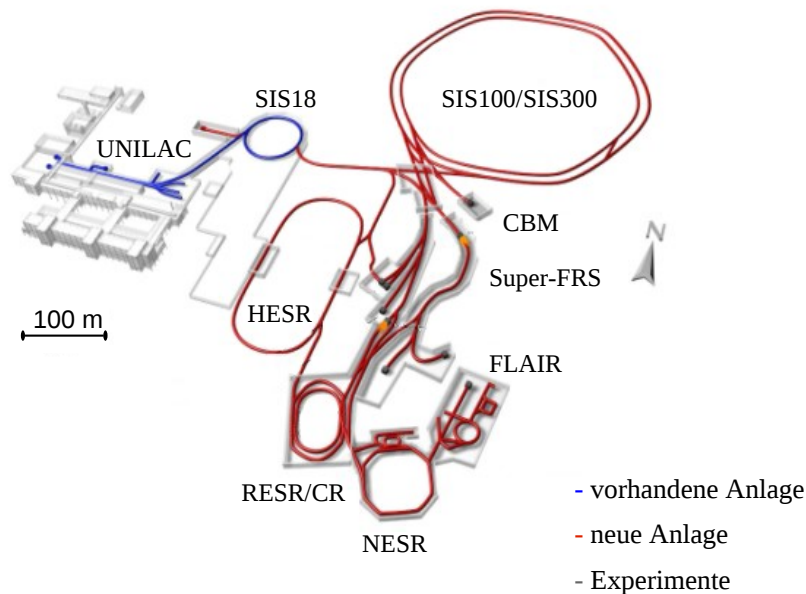


Abbildung 2.1: Blick auf die zu bauende Forschungsanlage FAIR und die existierende GSI-Anlage.
Bildquelle: <http://www.gsi.de/portrait/fair/beschleuniger.html>.

Intensität der Primärionenstrahlen entstehen neue Möglichkeiten für die Forschung mit Sekundärstrahlen instabiler Kerne, die durch die Kollision der Primärstrahlen mit einem Target entstehen. Man erhofft sich dadurch neue Kerne zu gewinnen, vor allem die, die bei der Synthese der schweren Elemente in Supernovaexplosionen eine zentrale Rolle spielen.

Die Betriebsmodi mit U^{28+} Ionenstrahlen hoher Intensitäten stellen besondere Anforderungen an das Systemdesign des Schwerionensynchrotrons SIS100 [4]. Da das Ion U^{28+} eine hohe Umladungswahrscheinlichkeit bei den Stößen mit Restgasmolekülen hat, die auf Grund weiterer Kollisionen der umgeladenen U^{29+} Ionen mit der Wand des Strahlrohrs zur Freisetzung der dort adsorbierten Gasmoleküle und somit zum Druckanstieg in der Maschine führt, wird für den Hochstrombetrieb mit U^{28+} ultrahohes Vakuum (UHV) mit Drücken von einigen 10^{-12} mbar gefordert. Zur Kontrolle der durch die Umladung der U^{28+} Ionen entstandenen Strahlverluste ist ein hoch entwickeltes Kollimatorsystem nötig. Um die angestrebten Intensitäten der Ionenstrahlen des U^{28+} zu erreichen, werden im Betrieb des SIS100 Beschleunigungszyklen mit im Vergleich zu anderen bereits bestehenden Anlagen schnellen Änderungen der magnetischen Flussdichte von bis zu 4 T/s und Wiederholungsraten der Zyklen von 1 Hz benötigt.

Eine weitere Spezialität, die aus dem Betrieb des SIS18 für den Betrieb des SIS100 übernommen wird, ist der so genannte Mischbetrieb, der bisher in keinem anderen Synchrotron außer SIS18 realisiert wurde. Dabei handelt es sich um einen Betrieb, bei dem die Injektions- und Extraktionsdauern der nacheinander folgenden Teilchenpakete unterschiedlich sind. Abbildung 2.2 veranschaulicht einige der für den Mischbetrieb des SIS100 geplanten Zyklen.

Die angestrebten physikalischen und technischen Charakteristika des Synchrotrons

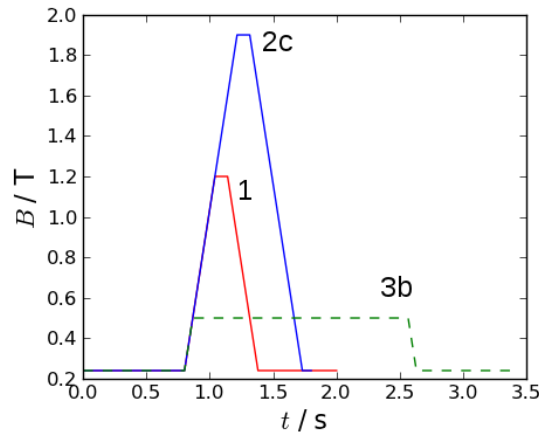


Abbildung 2.2: Einige für den Mischbetrieb des SIS100 geplanten Betriebsmodi.

SIS100 fordern daher ein Design der Maschine, das dem konventionellen Design der existierenden Protonen- und Ionensynchrotrons weit voraus ist. Ausgehend von den für den sicheren Betrieb des SIS100 geforderten physikalischen Eigenschaften der Maschine wurde das Design ihrer einzelnen Komponenten ausgearbeitet. Da die vorliegende Arbeit sich mit der Untersuchung der physikalischen Eigenschaften der supraleitenden Beschleunigermagnete mit dem Fokus auf den supraleitenden Dipolmagneten des SIS100 beschäftigt, wird im weiteren Verlauf des Kapitels auf die Charakteristika dieser Magnete eingegangen. Zunächst wird jedoch ein kurzer Überblick über die zur Führung der Teilchenstrahlen in einem Kreisbeschleuniger, zu welchen auch das Schwerionensynchrotron SIS100 gehört, verwendeten Beschleunigermagnete gegeben. Es werden auch die Hauptgründe für die Verwendung der supraleitenden Technologie für die Strahlführungsmagnete des SIS100 erläutert. Detaillierte Informationen zu weiteren Komponenten des SIS100 können [5],[6],[7] und [8] entnommen werden.

2.2 Strahlführungsmagnete des SIS100

Um geladene Teilchen in einem Kreisbeschleuniger auf die angestrebte Energie beschleunigen zu können, müssen diese während mehrerer Umläufe auf ihren Bahnen gehalten werden, wozu Strahlführungsmagnete mit hoch homogenen Feldern eingesetzt werden. Grundsätzlich werden folgende Magnettypen zur Strahlführung in einem Synchrotron eingesetzt:

- Dipolmagnete, um die Teilchenpakete auf eine Kreisbahn zu zwingen,
- Quadrupolmagnete zur Fokussierung der Teilchenpakete,
- Sextupolmagnete, um die chromatischen Aberrationen der Teilchen innerhalb eines Teilchenpakets zu korrigieren und somit dieses zusammenzuhalten

- Korrekturmagnete zur zusätzlichen horizontalen und vertikalen Lenkung der Teilchen
- Kickermagnete, um die Teilchenpakete beim Erreichen der Endenergie aus der Umlaufbahn zu lenken.

Im SIS100 werden zur Führung der Ionen- und Protonenstrahlen, mit Ausnahme der Kickermagnete, Beschleunigermagnete mit supraleitenden Spulen auf Basis des Tieftemperatursupraleiters NbTi eingesetzt. Dabei ist der Einsatz der supraleitenden Magnete nicht so sehr durch die zur Strahlführung erforderliche Größe des Magnetfeldes und seiner Änderungsraten, sondern viel mehr durch die für den Hochstrombetrieb mit U^{28+} benötigte kalte Vakuumkammer mit einer Wandtemperatur unter 15 K bestimmt. Die Begrenzung der Kammertemperatur entsteht aus den für den Betrieb mit U^{28+} Ionen erforderlichen Werten der Vakuumdrücke, die im Bereich von 10^{-12} mbar liegen sollen. Da bei Temperaturen der Kammerwände unter 15 K diese als ausgedehnte Kaltfläche einer Kryopumpe wirken, können mit deren Hilfe nahezu alle vakuumtechnisch relevanten Gase durch Kryokondensation oder Kryosorbition sehr effektiv gepumpt werden [9]. Dies ermöglicht die Erzeugung und permanente Aufrechterhaltung der geforderten Vakuumdrücke. Das Saugvermögen der in den kalten Abschnitten des Synchrotrons entstehenden Kryopumpe ist dabei um einen Faktor 10 höher als das einer warmen Kammer mit einer Beschichtung aus Gettermaterial [4]. Da die ausgedehnten kalten Kammerwände als eine Kryopumpe wirken, kann in den kalten Abschnitten des Synchrotronrings auf das üblicherweise für die Verbesserung der Vakuumeigenschaften in der Kammer verwendete Ausheizsystem verzichtet werden, wodurch die Aperturgröße der Dipol- und Quadrupolmagnete um rund 20 mm reduziert werden kann [4]. Die Verwendung des Supraleiters zur Herstellung der stromführenden Spule des Magneten macht es außerdem möglich den Querschnitt des Leiters aufgrund der höheren Werte der Stromdichte zu reduzieren, was zur weiteren Verringerung der Magnetapertur und dadurch auch des Querschnitts des Magnetkerns führt. Somit stellen die supraleitenden Magnete, trotz der Verwendung aufwändigerer Technologie, eine kostengünstigere Variante in Hinblick auf die Serienproduktion dar, denn im Vergleich zu konventionellen Magneten wird für die Herstellung der kleineren supraleitenden Magnete weniger Material für die Stromleiter und das Joch nötig sein. Weiterhin wird die gespeicherte magnetische Energie in der Maschine aufgrund des kleineren Querschnitts der Spule von 70 MW bei einem Magnetsystem aus konventionellen Magneten auf 27 MW für das System aus den supraleitenden Magneten gesenkt werden [4].

2.2.1 Schnellgerampte supraleitende Dipolmagnete des SIS100

Ausgehend von den für den Betrieb des SIS100 angestrebten Werten der maximalen Energien der zu beschleunigenden Teilchen, werden zur Ablenkung dieser auf die durch den Radius des Synchrotrons bestimmte Umlaufbahn supraleitende Dipolmagnete nötig, die höchst homogene Magnetfelder mit einer maximalen Feldgröße von 1,9 T erzeugen. Dabei wird eine Feldhomogenität von $6 \cdot 10^{-4}$ gefordert. Dies besagt, dass die relative Größe der unerwünschten Komponenten des erzeugten Feldes, der so genannten Feldfehler, im Bezug auf die Hauptkomponente den vorgegebenen Wert nicht überschreiten

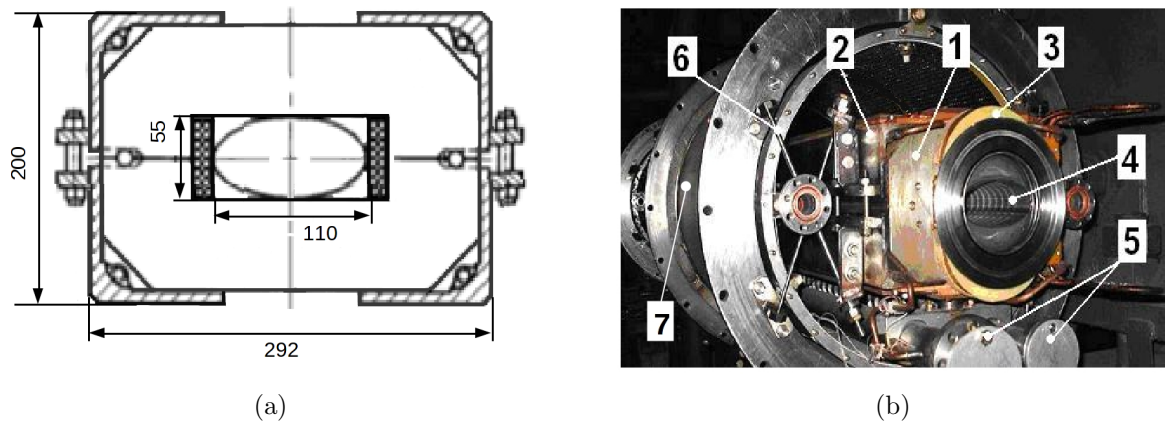


Abbildung 2.3: (a) Der Querschnitt des schnellgerampten supraleitenden Dipolmagneten des Nuclotron-Synchrotrons am JINR in Dubna Russland. Bildquelle [13]. (b) Der Dipolmagnet des Nuclotron-Synchrotrons: 1. Endplatte des Jochs, 2. Klammern, 3. Spulenkopf, 4. Vakuumkammer, 5. Heliumleitung, 6. Aufhängung, 7. Kryostat. Bildquelle [19].

darf. Um die erzielten Intensitäten der Ionen- und Protonenstrahlen zu erreichen, müssen die Beschleunigungszyklen kurz sein. Dies erfordert die schnelle Änderung des Magnetfeldes der Strahlführungsmagnete während der Beschleunigungszyklen. Im Fall der SIS100 Dipolmagnete beträgt die Feldänderungsrate 4 T/s.

Basierend auf den Forderungen an die Feldeigenschaften der Dipolmagnete wurde an der GSI das Design der schnellgerampten supraleitenden Beschleunigermagnete des SIS100 ausgearbeitet. Das Magnetdesign basiert auf dem Design der gleichartigen Beschleunigermagnete des Nuclotron-Synchrotrons [10] an dem Vereinigten Institut für Kernforschung (engl. Joint Institute for Nuclear Research) kurz JINR in Dubna in Russland. Das Nuclotron-Synchrotron befindet sich seit 1993 in Betrieb und ist bisher weltweit das einzige Synchrotron, in dem schnellgerampte supraleitende Beschleunigermagnete zur Strahlführung eingesetzt werden.

Der supraleitende Dipolmagnet des Nuclotron-Synchrotrons

Der Dipolmagnet des Nuclotrons ist ein „window-frame“-Magnet [12] mit einer supraleitenden Spule. In Abbildung 2.3(a) ist der Querschnitt des Magneten gezeigt. Da die maximale Größe des Magnetfeldes der Dipolmagnete des Nuclotrons bei 2 T liegt, wurden diese als eisendominierte Magnete gebaut [11]. Das „window-frame“ Design des Magneten ermöglicht dabei die Erzeugung hoch homogener Magnetfelder in der Magnetapertur, deren Form durch die Geometrie der Polschuhe bestimmt wird. Darüber hinaus bietet das verwendete Design im Vergleich zu C- oder H-Magneten [12] einen kompakteren Magnetaufbau. Das massive 1370 mm lange Eisenkern des Magneten, im weiteren Verlauf der vorliegenden Arbeit auch als Joch bezeichnet, hat eine lamellierte Struktur mit einer Lamellendicke von 0,5 mm. Durch den derartigen Aufbau des Jochs werden die während der Beschleunigungszyklen mit den schnellen Änderungen des Magnetfeldes auftretenden Wirbelströme und damit verbundene Feldverzerrungen reduziert. Weiter

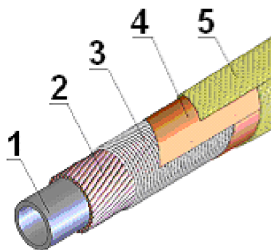


Abbildung 2.4: Die Struktur des Nuclotronkabels: 1. CuNi-Kühlrohr, 2. supraleitender Draht (NbTi Filamente in einer Kupfermatrix), 3. NiCr-Draht zur Befestigung der supraleitenden Filamente, 4. Kaptonband, 5. Glasfaserverstärkter Kunststoff. Das Bild wurde der Quelle [16] entnommen.

dient die Lamellierung des Jochs auch der Minimierung der durch die Wirbelströme verursachten Jouleschen Verlustleistungen. Die supraleitende Spule ist die Hauptkomponente des schnellgerampten Magneten. Die sattelförmige längsgekröpfte Spule mit den bogenförmigen Spulenköpfen, siehe Abb. 2.3(b), ist aus supraleitendem Kabel des Nuclotron-Typs gewickelt und besteht aus zwei Hälften. Jede Spulenhälfte hat acht Windungen, die in zwei Lagen mit jeweils vier Windungen pro Lage angeordnet sind. Das Kabel wurde am JINR im Rahmen der Entwicklungsarbeiten am Projekt Nuclotron für die Herstellung der schnellgerampten supraleitenden Magnete entwickelt [13]. Bei dem Kabel handelt es sich um ein von innen gekühltes Kabel, das aus mehreren um ein CuNi-Kühlröhrchen mit dem Durchmesser 5 mm gewickelten supraleitenden Drähten besteht. Abbildung 2.4 veranschaulicht die Struktur des Kabels. Zur Drahtherstellung wird der Tieftemperatursupraleiter NbTi verwendet. Die 0,5 mm dünnen supraleitenden Drähte bestehen aus 1045 NbTi-Filamenten mit einem Querschnitt von $10\text{ }\mu\text{m}$, die in eine Kupfermatrix eingebettet sind. Eine Bandage aus NiCr-Draht dient der Fixierung der supraleitenden Drähte auf dem Kühlröhrchen und gleichzeitig gewährleistet eine zuverlässige Anbindung des Supraleiters an die kalte Oberfläche des Röhrchens. Die weiteren Schichten aus Kapton und Glasfaser dienen der elektrischen Isolierung des Kabels. Zum Erreichen und Aufrechterhalten des supraleitenden Zustandes der NbTi-Filamente wird sowohl die Spule als auch das Joch des Magneten gekühlt. Die niedrige Induktivität der Spule und die effektive Kühlung des supraleitenden Kabels ermöglichen einen stabilen Betrieb des Magneten auch bei den Beschleunigungszyklen mit den bis zu 4 T/s schnellen Änderungen des Magnetfeldes und der Folgefrequenz der Zyklen von 1 Hz. Zur Kühlung des Magneten wird eine Strömung zweiphasigen Heliums mit der Temperatur von 4,5 K verwendet. Dabei werden die Spule und das Joch in Reihe gekühlt [14]. Zunächst wird unterkühltes flüssiges Helium durch das Kühlröhrchen des Kabels geleitet, wo es aufgrund der von der Spule aufgenommenen Wärme und des hydraulischen Widerstandes des Kühlröhrchens in den zweiphasigen Zustand übergeht. Dieses zweiphasige Helium kühlt anschließend das Magnetjoch ab. Durch die Verwendung des von innen gekühlten Kabels kann auf die komplexe und kostentreibende Kühlung der Spule in einem Badkryostaten verzichtet werden. Die Kühlung des Magneten mit dem Zweiphasengemisch aus gasförmigen und flüssigen Helium macht es möglich die Temperatur des Supraleiters

auch im transienten Betrieb mit den schnellen Änderungen des Magnetfeldes, und als Folge dessen den hohen induzierten Jouleschen Leistungen, beinahe konstant auf dem Niveau von 4,5 K zu halten. Diese Möglichkeit ergibt sich aus den thermodynamischen Eigenschaften einer Flüssigkeit im Sättigungszustand. Während bei der Erwärmung von Flüssigkeiten und Gasen im einphasigen unterkritischen Zustand die dem System zugefügte Energie in die kinetische Energie der Flüssigkeits- bzw. Gasmoleküle umgewandelt wird und als Folge zu einem Temperaturanstieg führt, wird bei der Erwärmung von gesättigten Flüssigkeiten die dem System zugefügte Energie zur Überwindung der Anziehungskräfte zwischen den Molekülen bzw. zur Verdampfung der Flüssigkeit aufgebracht. Die dem Prozess entsprechende Änderung der gesamten Enthalpie ΔH des Systems summiert sich aus der Änderung der inneren Energie $\Delta U = (U_2 - U_1)$ und der Volumenänderungsarbeit bei der Verdampfung $p(V_2 - V_1)$ [75]. Die auf die Masse bezogene Enthalpie des Systems lässt sich als

$$\Delta h_v = h'' - h' = (u'' - u') + p(v'' - v') \quad (2.1)$$

schreiben. Dabei bezeichnet Δh_v die spezifische Verdampfungsenthalpie, p den Druck, h' die spezifische Enthalpie, u' die spezifische innere Energie, und v' das spezifische Volumen der Flüssigkeit im Sättigungszustand. h'' , u'' und v'' geben die jeweiligen Zustandsgrößen des gesättigten Dampfes an. Weiterhin folgt aus dem ersten Satz der Thermodynamik, dass bei einer reversiblen Verdampfung bei einem konstanten Druck die dem System zugefügte Wärme Q sich vollständig in die Verdampfungsenthalpie umwandelt $Q = \Delta h_v$. Die Temperatur des Mediums bleibt während der Zustandsänderung konstant. Da das Helium im Kühlröhrchen des Spulenkabels bei einem beinahe konstanten Druck von 1,9 bar fließt, wird die gesamte Wärme, die während der Beschleunigungszyklen in den elektrisch leitenden Teilen des Magneten erzeugt wurde, vollständig in die Verdampfungsenthalpie Δh_v umgewandelt. Die Temperatur des Heliums in dem supraleitenden Kabel und als Folge die Temperatur des Kabels bleibt dabei konstant auf dem Niveau von 4,5 K.

Ein weiterer Vorteil der Kühlung der Magnete mit zweiphasigem Helium besteht darin, dass im Vergleich zu der Kühlung mit einphasigem flüssigem Helium bei der Verwendung des Zweiphasengemisches deutlich größere Wärmemengen aus dem System abgeführt werden können. So kann bei einer Druckdifferenz im System von 0,5 bar und dem Heliummassenfluss von 2 g/s eine Wärmemenge von 12 W bei Kühlung mit dem zweiphasigen Helium abgeführt werden, während bei Kühlung mit einphasigem flüssigem Helium lediglich 3 W abgeführt werden können [15].

Entwicklung des schnellgerampten supraleitenden Dipolmagneten des SIS100

Im Laufe der Forschungs- und Entwicklungsarbeiten am Design des schnellgerampten supraleitenden Dipolmagneten des SIS100 wurde an der GSI das oben beschriebene Design des Dipolmagneten weiterentwickelt. Um die durch die Betriebscharakteristika des SIS100 gestellten Forderungen an die Homogenität des erzeugten Magnetfeldes in der vom Teilchenstrahl durchquerten Region zu erfüllen, wurden das Design des Jochs und der Spule optimiert. Zur Verbesserung der Feldqualität in der Magnetapertur wurde diese

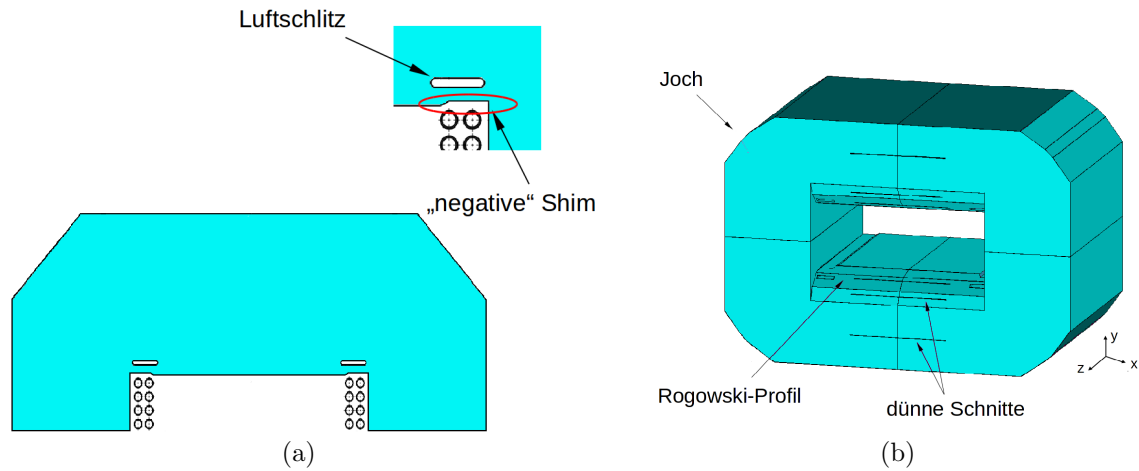


Abbildung 2.5: Veranschaulichung der Modifikationen des Jochdesigns des Dipolmagneten für SIS100. (a) Die Jochlamelle mit den „negativen“ Shims und Luftschlitzen. (b) Das Rogowski-Profil an den Jochenden.

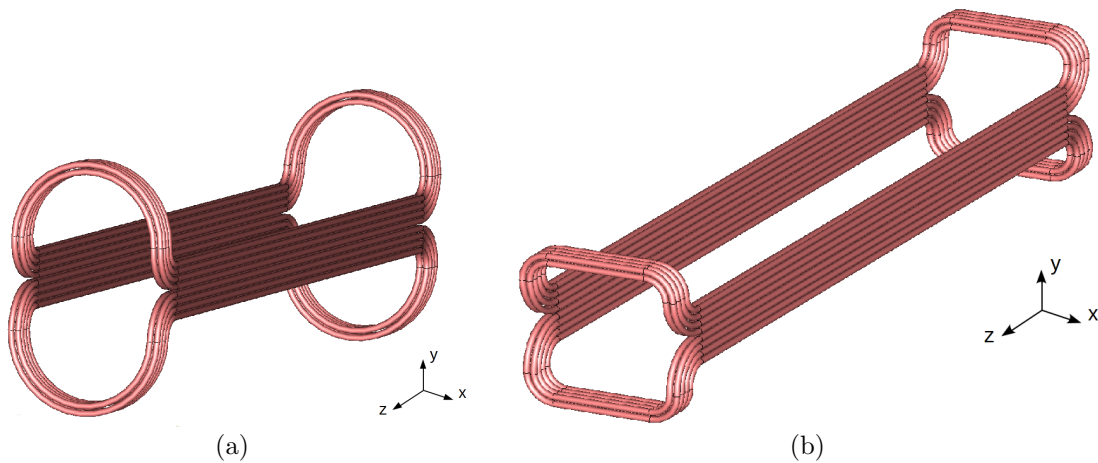


Abbildung 2.6: Veranschaulichung der Modifikationen im Aufbau der supraleitenden Spule. (a) Spulendesign des Dipolmagneten des Nuclotron-Synchrotrons - die sattelförmige längsgekröpfte Spule mit den bogenförmigen Spulenköpfen. (b) Spulendesign des ersten Prototyps des SIS100 Dipolmagneten - die sattelförmige längsgekröpfte Spule mit den rechteckigen Spulenköpfen.

vergrößert. Zusätzlich dazu wurden auch so genannte „negative Shims“ und Luftschlitze eingeführt, um die Feldqualität in den Eckbereichen der Apertur zu optimieren [17]. Um die integrale Feldqualität im Bezug auf die Strahlachse z zu verbessern, wurden die Magnetpole an den Enden des Magneten zu einem Rogowski-Profil geformt, siehe Abb. 2.5(b).

Eine weitere Optimierungsaufgabe bestand darin, die Größe der Wirbelströme und der damit verbundenen Jouleschen Verlustleistungen im Magneten zu minimieren. Dazu wurde die Wirbelstromverteilung in den Magnetkomponenten mittels FEM-Simulationen

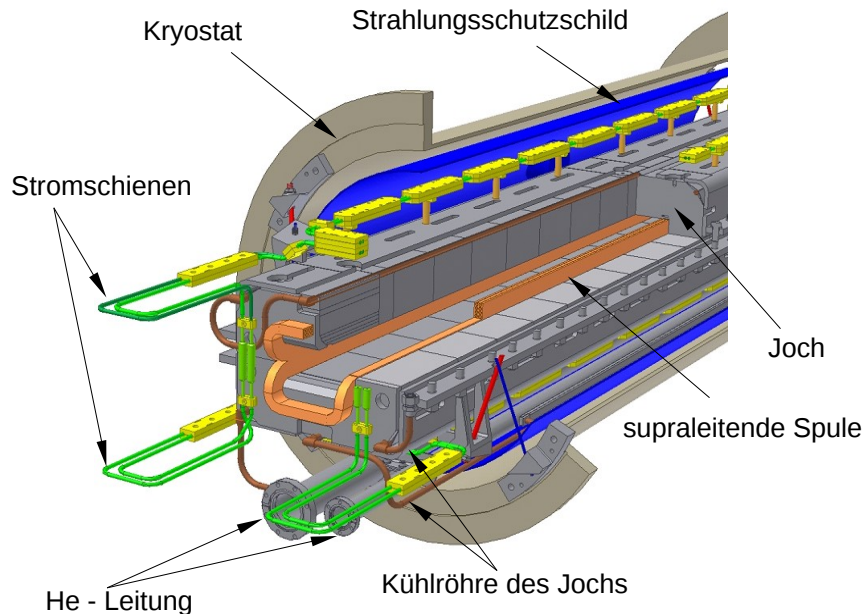


Abbildung 2.7: Der Aufbau des ersten Prototyps des supraleitenden Dipolmagneten des SIS100. Bildquelle [78].

auf Basis eines vollständigen Modells des Nuclotron Magneten untersucht. Die Simulationsergebnisse zeigten, dass die größten Wirbelströme in dem betrachteten Modell in den Jochenden sowie in den Endplatten und den Klammern des Magneten auftreten. Basierend auf den Simulationsergebnissen wurden Modifikationen im Design der Jochlamellen für die Endbereiche des Jochs vorgenommen. Da aufgrund der Geometrie des Spulenkopfs in den Endbereichen des Jochs eine senkrecht zur Lamellierungsebene verlaufende Komponente der magnetischen Flussdichte auftritt, die an dieser Stelle starke Wirbelströme verursacht, wurden an den Lamellen in den Endteilen des Jochs zusätzliche schmale horizontale Schnitte eingeführt, siehe Abb. 2.5(b). Diese Schnitte dienen der Verringerung der Wirbelströme im betroffenen Bereich. Außerdem wurden auch die bogenförmigen Spulenköpfe durch rechteckige ersetzt, siehe Abb. 2.6, um die Wirbelströme an den Magnetenden weiter zu reduzieren. Zur Minimierung der Wirbelströme und der damit verbundenen Jouleschen Verlustleistungen in den der mechanischen Stabilität des Jochs dienenden Endplatten und Klammern des SIS100 Dipolmagneten werden diese aus Edelstahl angefertigt. Durch die Einführung der benannten Modifikationen konnten die gesamten Jouleschen Verlustleistungen in dem supraleitenden Dipolmagneten des SIS100 um 50% im Vergleich zu dem Ausgangsmodell gesenkt werden [18], [19]. Abbildung 2.7 veranschaulicht das komplette Design des SIS100 Dipolmagneten.

Ein unentbehrlicher Teil der Strahlführungsmagnete ist die Vakuumkammer in der sich die beschleunigten Teilchen bewegen. Im SIS100 werden Vakuumkammern ellipsoidischen Querschnitts verwendet. Wie bereits erläutert wurde, muss die Vakuumkammer der supraleitenden Strahlführungsmagnete des SIS100 die Funktionalität einer Kryopumpe erfüllen, um die für den Hochstrombetrieb mit den U^{28+} Ionen benötigte Vaku-

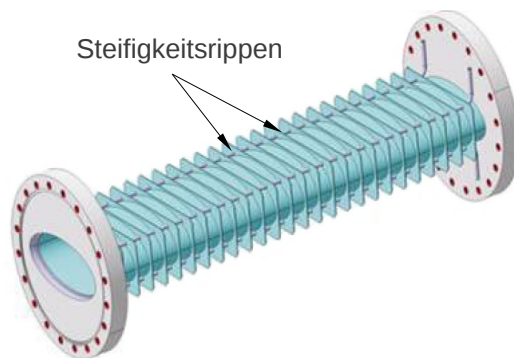


Abbildung 2.8: Modell der Vakuummkammer des supraleitenden Dipolmagneten des SIS100. Bildquelle [20].

umqualität erreichen zu können. Dafür ist eine zuverlässige Kühlung der Kammer nötig. Das Kühlsystem der Kammer muss so optimiert werden, dass es sowohl die Temperatur der Kammerwände auf dem erforderlichen Niveau halten kann als auch keine Störungen des Magnetfeldes in der vom Teilchenstrahl durchquerten Region verursacht. So wird zur Kühlung der Vakuummkammer der Dipolmagnete ein zusätzlicher, von der Kühlung des Magneten getrennter, Kühlkreis verwendet, der von flüssigem Helium durchströmt wird. Weiterhin müssen auch die Wirbelströme in der Vakuummkammer möglichst gering sein, um die dadurch entstehende Verzerrung der Feldqualität in der Magnetapertur zu minimieren. Da die Größe der durch die zeitlichen Änderungen des Magnetfeldes induzierten Wirbelströme eine direkte Abhängigkeit von der Änderungsrate des Feldes, der elektrischen Leitfähigkeit des Materials und der Querschnittsfläche des von dem induzierten Strom durchflossenen Leiters aufweist, wurde zur Minimierung der Wirbelströme die Wandstärke einer Dipolvakuummkammer auf 0,3 mm begrenzt. Außerdem wird für die Produktion der Vakuummkammer Edelstahl verwendet, der eine niedrige elektrische Leitfähigkeit bei kryogenen Temperaturen besitzt. Die geringe Wandstärke der Kammer erfordert eine mechanische Versteifung derselben gegen Implosion. Daher muss das elliptische Vakuumrohr mittels transversaler Versteifungsrippen von außen mechanisch stabilisiert werden. Abbildung 2.8 veranschaulicht das Design der Vakuummkammer des supraleitenden Dipolmagneten des SIS100.

Im Laufe der Entwicklung wurden an der GSI eine Reihe von Modellen des schnellgerampten supraleitenden Dipolmagneten des SIS100 ausgearbeitet, drei von ihnen wurden für die Produktion maßstabsgetreuer Testmodelle des Magneten ausgewählt. Die Hauptdesignparameter der Modelle sind in Tabelle 2.1 unter den Namen Modell **A**, Modell **B** und Modell **C** zusammengefasst. Die ausgewählten Modelle unterscheiden sich in der Geometrie des Jochs, dem verwendeten ferromagnetischen Eisen und der Packungsdichte der Jochlamellen. So ist das Joch des Magnetmodells **A** gerade aufgebaut, bei den Modellen **B** und **C** hat es einen gekrümmten Aufbau. Weiterhin ist das Design der Spulen dieser Magnete unterschiedlich. Die Spule der Modelle **A** und **B** hat eine zweilagige Struktur, die aus acht Windungen pro Spulenhälfte besteht, wobei die Windungen in zwei

Lagen jeweils vier Windungen pro Lage angeordnet sind, siehe Abb. 2.6(b). Bei dem Modell **C** wird eine einlagige Spule mit vier Windungen pro Spulenhälfte verwendet.

Die Dipolmagnete der Modelle **A** und **B** wurden gebaut und an die GSI zu experimentellen Untersuchungen ihrer physikalischen Charakteristika wie der Qualität des erzeugten statischen und dynamischen Magnetfeldes, der dynamischen Wärmelasten in den transienten Betriebsmodi mit schnellen Änderungen der magnetischen Flussdichte, der mechanischen und thermodynamischen Stabilität des Systems geliefert. Zum Zeitpunkt des Zusammenschreibens der vorliegenden Arbeit waren die experimentellen Untersuchungen an dem supraleitenden Dipolmagneten des Modells **A** bereits abgeschlossen während die Versuchsserie an dem Dipolmagneten des Modells **B** noch lief. Da die vorliegende Arbeit sich mit den numerischen und experimentellen Untersuchungen der physikalischen Charakteristika des supraleitenden Dipolmagneten des Modells **A** befasst, wird im weiteren Verlauf der Arbeit nicht auf die Testmodelle **B** und **C** eingegangen. Die Ergebnisse der numerischen und experimentellen Untersuchungen der elektromagnetischen und thermischen Felder in dem Dipolmagneten des Modells **A** sowie deren Analyse werden in den Kapitel 4, 5 und 6 vorgestellt.

Parameter	Einheit	Modell A	Modell B	Modell C
<i>Spule</i>				
Anzahl der Windungen pro Spulenhälfte		8	8	4
Anzahl der Lagen		2	2	1
<i>Joch</i>				
Jochaufbau		gerade	gekrümmt	gekrümmt
Krümmungsradius	m	-	52,789	52,632
Jochsbreite	m	0,360	0,330	0,330
Jochshöhe	m	0,264	0,249	0,246
Pakungsdichte	%	99,5	98	99,5
Lamellendicke	m	$1 \cdot 10^{-3}$	$0,5 \cdot 10^{-3}$	$0,5 - 1 \cdot 10^{-3}$
mechanische Länge des Magneten	m	2,836	3,162	3,2
minimale magnetische Flussdichte	T	0,253	0,253	0,228
maximale magnetische Flussdichte	T	2,1	1,9	1,9
nominale Änderungsrate des Magnetfeldes	T/s	4	4	4
maximale Wiederholungsrate der Zyklen	Hz	1	1	1
Ablenkwinkel	°	3,33	3,33	3,33
Ablenkradius	m	47,368	52,632	52,632
freie Apertur ($H \cdot B$)	mm ²	148·68	125·66	143·68
zur Strahlführung bestimmte Apertur ($H \cdot B$)	mm ²	130·60	115·60	115·60
effektive magnetische Länge	m	2,756	3,062	3,062

Tabelle 2.1: Hauptbetriebsparameter der Testmodelle des supraleitenden Dipolmagneten des SIS100. Die Werte sind den Quellen [4], [21] und [22] entnommen.

3. Theoretische Beschreibung elektromagnetischer Felder

3.1 Die Maxwellschen Gleichungen

Die Beschreibung der Phänomene des Elektromagnetismus beruht auf den im 19. Jahrhundert von James Clerk Maxwell zusammengefassten Gleichungen, die auf den zu dieser Zeit bereits bekannten Gesetzen der Elektrizität und des Magnetismus basieren [23]. Die Maxwellgleichungen beschreiben die fundamentalen Zusammenhänge zwischen den elektrischen und magnetischen Feldern sowie deren Wechselwirkungen und bilden damit die Basis der klassischen Elektrodynamik. Unter der Annahme ruhender Medien wird die Kopplung zwischen magnetischen und elektrischen Feldern durch die Differenzialgleichungen

$$\nabla \cdot \vec{D}(\vec{r}, t) = \rho(\vec{r}, t), \quad (3.1)$$

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{B}(\vec{r}, t), \quad (3.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = 0, \quad (3.3)$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{J}(\vec{r}, t) + \frac{\partial}{\partial t} \vec{D}(\vec{r}, t), \quad (3.4)$$

beziehungsweise Integralgleichungen

$$\oint_{\partial V} \vec{D}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{A} = \int_V \rho(\vec{r}, t) dV, \quad (3.5)$$

$$\oint_{\partial A} \vec{E}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{s} = -\int_A \frac{\partial}{\partial t} \vec{B}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{A}, \quad (3.6)$$

$$\oint_{\partial V} \vec{B}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{A} = 0, \quad (3.7)$$

$$\oint_{\partial A} \vec{H}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{s} = \int_A \left(\vec{J}(\vec{r}, t) + \frac{\partial}{\partial t} \vec{D}(\vec{r}, t) \right) \cdot d\vec{A} \quad (3.8)$$

ausgedrückt. Dabei bezeichnet \vec{D} die elektrische Flussdichte, ρ die elektrische Raumladungsdichte, \vec{E} die elektrische Feldstärke, \vec{B} die magnetische Flussdichte, \vec{H} die magnetische Feldstärke, und \vec{J} die elektrische Stromdichte. Die Variablen t und \vec{r} , wobei $\vec{r} \in \mathbb{R}^3$, beschreiben den zeit- und ortsabhängigen Charakter der Gleichungen. Der Übergang von der Differentialform der Maxwellgleichungen zu ihrer Integralform erfolgt durch die Integration über allgemeine Flächen A und Volumen V unter Anwendung der Integralsätze von Stokes und Gauß [24]. Dabei sind die linken Seiten der Gleichungen (3.6) und (3.8) Linienintegrale über die geschlossene Randkurve ∂A einer frei

gewählten Fläche A . Die Integration erfolgt über Linienelemente $d\vec{s}$. Die linken Seiten den Gleichungen (3.5) und (3.7) sind Oberflächenintegrale über die geschlossene Randfläche ∂V eines beliebigen Volumens V . In diesem Fall wird über Oberflächenelemente $d\vec{A}$ integriert.

Um die entstandenen Systeme der Differentialgleichungen beziehungsweise der Integralgleichungen eindeutig nach den Felder $\vec{E}(\vec{r}, t)$ und $\vec{B}(\vec{r}, t)$ auflösen zu können, müssen zunächst die Zusammenhänge zwischen den Feld- und Flussgrößen hergestellt werden. Dies geschieht mithilfe der Materialgleichungen

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \epsilon_0 \vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{P}_{el} \quad (3.9)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \mu_0 (\vec{H}(\vec{r}, t) + \vec{M}) \quad (3.10)$$

$$\vec{J}(\vec{r}, t) = \kappa \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (3.11)$$

wobei ϵ_0 und μ_0 die Permittivität beziehungsweise die Permeabilität des Vakuums bezeichnen. Die Ausbreitung der elektrischen und magnetischen Felder in einem ruhenden Medium hängt von den Eigenschaften des Mediums ab, die durch die elektrische Polarisierung \vec{P}_{el} , die Magnetisierung \vec{M} sowie die elektrische Leitfähigkeit κ beschrieben werden. Die materialspezifischen Koeffizienten sind nicht nur durch die mikroskopische Struktur des Materials, wie zum Beispiel seine chemische Zusammensetzung sowie Fertigungsverfahren vorbestimmt, sondern hängen auch von seinen makroskopischen Eigenschaften wie Dichte und Temperatur ab [25]. Im Fall nichtlinearer und anisotroper Medien, zu welchen vor allem ferromagnetische Stoffe gehören, weisen die Materialkoeffizienten einen tensoriellen Charakter auf. Bei anderen Werkstoffen hingegen werden die Materialkoeffizienten nur gering durch die angeregten elektromagnetischen Felder beeinflusst, wodurch deren Feldabhängigkeit vernachlässigt werden kann.

Unter Berücksichtigung der Materialgleichung (3.11) ergibt sich in Folge der Divergenzbildung über das erweiterte Durchflutungsgesetz (3.4) und des Gauß'schen Gesetzes (3.1) die Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho(\vec{r}, t) + \nabla \cdot \vec{J}(\vec{r}, t) = 0, \quad (3.12)$$

die den Zusammenhang zwischen den zeitlichen und räumlichen Änderungen der elektrischen Stromdichte und deren Quellen beschreibt. Nach der Anwendung des Stokes'schen Integralsatzes auf die Kontinuitätsgleichung (3.12) erhält man die Kontinuitätsgleichung in der Integralform

$$\int_V \frac{\partial}{\partial t} \rho(\vec{r}, t) dV + \oint_{\partial V} \vec{J}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{A} = 0. \quad (3.13)$$

Somit bilden die vier Maxwellgleichungen (3.1) - (3.4) bzw. (3.5) - (3.8) zusammen mit den entsprechenden Kontinuitätsgleichungen und den Materialgleichungen (3.9) - (3.11) ein vollständiges Gleichungssystem, das den zeitlichen und räumlichen Verlauf elektrischer und magnetischer Felder in einem Medium beschreibt. Zur eindeutigen Festlegung der Felder $\vec{E}(\vec{r}, t)$ und $\vec{B}(\vec{r}, t)$ müssen die durch die Materialgleichungen vervollständigte Systeme der partiellen Differentialgleichungen beziehungsweise Integralgleichungen mit Anfangs- und Randbedingungen ergänzt werden [26].

Aus den Maxwellgleichungen in Integralform lässt sich das Verhalten der Normal- und Tangentialkomponenten der Felder an Trennflächen von Medien verschiedener Eigenschaften ableiten [24]. Die Relationen für das elektrische Feld am Übergang vom Medium 1 mit der Permittivität ε_1 zum Medium 2 mit der Permittivität ε_2 folgen aus dem Gaußschen Gesetz (3.5) und dem Faradayschen Induktionsgesetz (3.6). Demnach bleibt die Tangentialkomponente der elektrischen Feldstärke am Materialübergang stetig, während die Normalkomponente der elektrischen Flussdichte einen Sprung um den Betrag der Oberflächenladung ρ_F aufweist

$$\vec{n} \cdot (\vec{D}_2 - \vec{D}_1) = \rho_F, \quad (3.14)$$

$$\vec{n} \times (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = 0. \quad (3.15)$$

Dabei bezeichnet \vec{n} eine Normale die vom Medium 1 in das Medium 2 zeigt. Aus dem Gaußschen Gesetz des magnetischen Feldes und dem Durchflutungsgesetz folgt das Verhalten magnetischer Größen an der Grenzfläche zwischen zwei Medien mit verschiedenen Werten der magnetischen Permeabilität μ_1 und μ_2 . Demnach springt die tangential Komponente der magnetischen Feldstärke um den Betrag der Oberflächenstromdichte \vec{J}_F . Die Normalkomponente der magnetischen Flussdichte bleibt dagegen stetig.

$$\vec{n} \cdot (\vec{B}_2 - \vec{B}_1) = 0, \quad (3.16)$$

$$\vec{n} \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = \vec{J}_F. \quad (3.17)$$

Der Verlauf der elektrischen Stromdichte an den Materialübergängen zwischen zwei Medien unterschiedlicher elektrischer Leitfähigkeiten κ_1 und κ_2 kann der Kontinuitätsgleichung (3.13) entnommen werden. Demnach ergibt sich im allgemeinen Fall ein Verhältnis

$$\vec{n} \cdot (\vec{J}_2 - \vec{J}_1) = \nabla_F \vec{J}_F + \frac{\partial \rho_F}{\partial t}, \quad (3.18)$$

wobei der Operator ∇_F die Oberflächendivergenz [31] bezeichnet. In Abwesenheit von Oberflächenladungen sowie Oberflächenströmen an den Materialübergängen ändern sich das Verhalten der Normalkomponenten der elektrischen Flussdichte, der magnetischen Feldstärke und der elektrischen Stromdichte. In diesem Fall bleiben sie stetig.

Die Lösungen des vollständigen Systems der Maxwellgleichungen werden in Form von Wellengleichungen dargestellt, die die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in ruhenden Medien beschreiben [24], [27]. Es gibt jedoch eine Reihe von elektromagnetischen Feldproblemen, die sich nur mit statischen elektrischen oder magnetischen Felder befassen. Die Beschreibung dieser Prozesse erfolgt anhand der Maxwellgleichungen, wobei die zeitlichen Variationen der Felder beziehungsweise ihre zeitlichen Ableitungen vernachlässigt werden können. Dabei wird zwischen elektrostatischen und magnetostatischen Problemen sowie den stationären Strömungsfeldern unterschieden [29]. Zur ersten Gruppe zählen ruhende Ladungen sowie ihre Felder, die mit den Maxwellgleichungen der Elektrostatik

$$\nabla \cdot \vec{D}(\vec{r}) = \rho(\vec{r}), \quad (3.19)$$

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}) = 0. \quad (3.20)$$

beschrieben werden. In der zweiten Gruppe werden die Magnetfelder von stationären Strömen, sowie die räumliche Verteilung der Magnetfelder von Permanent- und Elektromagneten untersucht. Diese Prozesse unterliegen den Maxwellgleichungen der Magnetostatik

$$\nabla \cdot \vec{B}(\vec{r}) = 0, \quad (3.21)$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}) = \vec{J}(\vec{r}). \quad (3.22)$$

Im Fall des stationären elektrischen Strömungsfeldes werden die räumlichen Verteilungen von elektrischen Strömen in ausgedehnten leitenden Medien mit einer konstanten Ladungstransport behandelt. In Anwesenheit eines Ladungstransports sind die elektrischen und magnetischen Feldgrößen über das Verhältnis

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{J}(\vec{r}, t) = \kappa \vec{E}(\vec{r}, t)$$

gekoppelt. Die den Prozessen entsprechenden Maxwellgleichungen lauten

$$\nabla \cdot \vec{D}(\vec{r}, t) = \rho(\vec{r}, t), \quad (3.23)$$

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) = 0, \quad (3.24)$$

$$\nabla \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = 0, \quad (3.25)$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \kappa \vec{E}(\vec{r}, t). \quad (3.26)$$

Eine weitere Gruppe elektromagnetischer Phänomene entsteht durch langsame zeitliche Veränderungen von Ladungsverteilungen, Strömen und magnetischen Feldern [27], [29]. Als Kriterium für solche langsamen Veränderungen dient die charakteristische Zeit $t = l/v$, die eine sich mit der Geschwindigkeit v ausbreitende elektromagnetische Welle zur Durchquerung der zu untersuchenden Anordnung der Länge l braucht. Demnach kann ein Feld erst dann als langsam veränderlich, quasistationär, betrachtet werden, wenn die während der Zeit t auftretenden Feldänderungen gering sind. Analog zu den bereits erläuterten statischen Problemen lassen sich die quasistationären Prozesse mithilfe einer Näherung der Maxwellgleichungen behandeln. Das entsprechende Gleichungssystem entsteht durch die Vernachlässigung der Verschiebungsstromdichte in der Gleichung (3.4). Demnach gilt für die quasistationären Felder

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{B}(\vec{r}, t), \quad (3.27)$$

$$\nabla \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = 0, \quad (3.28)$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{J}(\vec{r}, t). \quad (3.29)$$

Anhand dieser Gleichungen lassen sich die Diffusion von Magnetfelder in Leitern sowie die durch die zeitliche Veränderungen der magnetische Flussdichte induzierten Wirbelströme in leitenden Medien beschreiben. Insbesondere lassen sich auch die elektromagnetischen und thermischen Felder in Beschleunigermagneten quasistatisch behandeln. In Folge dessen werden im weiteren Verlauf der vorliegenden Arbeit ausschließlich quasistatische Beschreibungen der zu untersuchenden Prozesse angesetzt. Als nächstes werden einige Methoden zur Berechnung der Magnetfeldern von Strahlführungsmagneten erläutert. Der Einfluss langsamer zeitlicher Änderungen magnetischer Felder auf einen sich im Feldbereich befindenden leitenden Körper wird im Kapitel 5 am Beispiel des Strahlrohrs eines supraleitenden Ablenkmagneten des SIS100 eingehend dargestellt.

3.2 Magnetfelder der Strahlführungsmagnete

Da die charakteristische Zeit der Variation der magnetischen Flussdichte in einem Teilchenbeschleuniger viel größer als die elektromagnetische Durchgangszeit von elektromagnetischen Wellen ist, kann die magnetoquasistatische Näherung der Maxwellgleichungen (3.27) - (3.29) zur Berechnung der Magnetfelder von Strahlführungsmagneten verwendet werden [30]. Dabei werden zur Lösung der Maxwellgleichungen unterschiedliche Ansätze verwendet, die in Abhängigkeit von der betrachteten Aufgabenstellung angesetzt werden. Im Zusammenhang mit der Berechnung der Magnetfelder von Beschleunigermagneten können folgende Aufgabenstellungen definiert werden:

- Berechnung der Feldverteilung in der Apertur des Magneten für die in Frage kommenden Erregungsstufen beim vorgegebenen Magnetdesign.
- Bestimmung der Feldkonfiguration im stromfreien Bereich in der Apertur des Magneten.
- Optimierung des Feldprofils in der Apertur des Magneten.

Die Berechnung der Feldverteilung in der Apertur des Magneten für eine vorbestimmte Geometrie des Eisenkerns und der stromdurchflossenen Spule, sowie die Felddoptimierung werden mittels numerischer Simulationen durchgeführt. Die beiden Aufgabenstellungen erfordern die Berechnung der Feldverläufe sowohl in der Apertur des Magneten als auch in seinem Joch. Die Lösung der Gleichungen (3.27) - (3.29) erfolgt anhand des Vektorpotentials, wobei in verschiedenen zur Feldsimulation verwendeten Softwarepaketen unterschiedliche Formulierungen des Vektorpotentials eingesetzt werden. Die Feldkonfiguration im stromfreien Bereich der Apertur des Magneten wird anhand der berechneten Felddaten bestimmt. Die dem Problem entsprechenden Gleichungen sind Maxwellgleichungen im Vakuum unter der Annahme $\vec{J} = 0$. In diesem Fall kann sowohl das magnetische Vektorpotential als auch das magnetische skalare Potential zur Lösung des Problems eingesetzt werden. Dabei zeigen die Linien des konstanten Vektorpotentials die Richtung des Feldes, während die Linien des konstanten skalaren magnetischen Potentials die Form der Magnetpole sowie die Feldkonfiguration im dazwischenliegenden Bereich darstellen.

In den nachfolgenden Abschnitten werden die angesprochenen Ansätze zur Lösung der Probleme ausführlich erläutert.

3.2.1 Ansätze zur Berechnung von Magnetfeldern

Verwendung des Vektorpotentials zu Feldberechnungen

Um das Magnetfeld sowohl in Strom durchflossenen als auch in den vom Stromfluss freien Regionen anhand der Maxwellgleichungen der Magnetoquasistatik berechnen zu können, wird das Vektorpotential \vec{A} eingesetzt. Aus der Quellenergiebigkeit des Magnetfeldes $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ und unter der Verwendung der Produktregel der Vektoranalysis

$\nabla \cdot (\nabla \times \vec{A}) = 0$ folgt, dass das Magnetfeld als Rotation eines Vektorfeldes beschrieben werden kann

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A}. \quad (3.30)$$

Durch die Anwendung der in der Materialgleichung (3.10) dargestellten Relation zwischen der magnetischen Feldstärke und der Flussdichte erhält man

$$\nabla \times \vec{A} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}), \quad (3.31)$$

und die inhomogene Maxwellgleichung (3.29) kann nach Anwendung der Rechenregel der Vektoranalysis wie folgt geschrieben werden

$$\nabla (\nabla \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A} = \mu_0 (\vec{J} + \nabla \times \vec{M}). \quad (3.32)$$

Unter der Annahme der Divergenzfreiheit des Vektorpotentials \vec{A} , die der Coulomb-Eichung $\nabla \cdot \vec{A} = 0$ entspricht [23], ergibt sich die Vektor-Poisson Gleichung

$$\Delta \vec{A} = -\mu_0 (\vec{J} + \nabla \times \vec{M}), \quad (3.33)$$

wobei Δ den Laplace-Operator bezeichnet. Die Anwendung des Laplace-Operators auf einen Vektor kann nach den Grundregeln der Vektoranalysis durch die Anwendung des Operators auf jede Komponente des Vektors ersetzt werden, somit transformiert sich die Vektordifferentialgleichung (3.33) zu einem System aus skalaren Differentialgleichungen zweiter Ordnung. In kartesischen Koordinaten erhält man

$$\Delta A_x = -\mu_0 (J_x + (\nabla \times \vec{M})_x), \quad (3.34)$$

$$\Delta A_y = -\mu_0 (J_y + (\nabla \times \vec{M})_y), \quad (3.35)$$

$$\Delta A_z = -\mu_0 (J_z + (\nabla \times \vec{M})_z). \quad (3.36)$$

Durch Einsetzen der Randbedingungen aus (3.16) und (3.17) in die Vektor-Poisson Gleichung (3.33) kann die Feldstruktur eines räumlichen Teilgebiets mit einer endlichen Stromverteilung eindeutig beschrieben werden [31]. Unter anderem kann diese Gleichung zur Bestimmung der räumlichen Verteilung des Magnetfeldes in Strahlführungsmagneten verwendet werden. Dabei lässt sich das Feld sowohl in der Apertur des Magneten als auch in seinem ferromagnetischen Eisenkern beschreiben [35]. Da die Materialeigenschaften des Mediums in der Apertur des Magneten denen des Vakuums entsprechen, entfällt der Term $\nabla \times \vec{M}$ in der Gleichung (3.33). Das Magnetfeld $\vec{B}(\vec{r})$ lässt sich in diesem Fall anhand der vorgegebenen Stromverteilung ausrechnen.

Verwendung eines skalaren Potentials zur Feldberechnung

Eine weitere Formulierung zur Darstellung des statischen Magnetfeldes basiert auf der Zerlegung der magnetische Feldstärke $\vec{H}(\vec{r})$ in zwei Anteile, wobei ein Anteil durch

ein wirbelfreies Feld $\vec{H}_0(\vec{r})$ und das andere durch ein nicht wirbelfreies Feld $\vec{H}_w(\vec{r})$ beschrieben wird. Die gesamte Feldstärke \vec{H} im betrachteten Gebiet ist

$$\vec{H}(\vec{r}) = \vec{H}_w(\vec{r}) + \vec{H}_0(\vec{r}). \quad (3.37)$$

Unter Annahme, dass lediglich das nicht wirbelfreie Feld durch die elektrische Stromdichte $\vec{J}(\vec{r})$ erregt wird und somit

$$\nabla \times \vec{H}_w(\vec{r}) = \vec{J}(\vec{r}), \quad (3.38)$$

kann für den wirbelfreien Anteil $\vec{H}_0(\vec{r})$ geschrieben werden

$$\nabla \times (\vec{H}(\vec{r}) - \vec{H}_w(\vec{r})) = \nabla \times \vec{H}_0(\vec{r}) = 0, \quad \vec{H}_w(\vec{r}) = -\nabla \Phi_m(\vec{r}), \quad (3.39)$$

wobei $\Phi_m(\vec{r})$ ein skalares Potential ist, das als das reduzierte magnetische skalare Potential bezeichnet wird. Unter Berücksichtigung der Gleichung (3.37) bekommt man für die Maxwellgleichung (3.3)

$$\nabla \cdot \mu (\vec{H}_w - \nabla \Phi_m(\vec{r})) = 0 \quad (3.40)$$

und als Folge

$$\nabla \cdot \mu \vec{H}_w = \nabla \cdot \nabla \Phi_m(\vec{r}). \quad (3.41)$$

In dieser Gleichung sind sowohl $\Phi_m(\vec{r})$ als auch \vec{H}_w unbekannten Größen, wobei das skalare magnetische Potential durch \vec{H}_w bestimmt wird. Um ein statisches Magnetfeld im zu betrachtenden Bereich anhand der Gleichung (3.41) eindeutig bestimmen zu können, muss zunächst die Gleichung (3.38) gelöst werden. Ein entscheidender Vorteil der Anwendung des magnetischen skalaren Potentials zur Feldbeschreibung liegt darin, dass die Größe $\nabla \cdot \vec{H}_w$ nicht vorbestimmt ist. Dies macht es möglich, für jede bestimmte Problemstellung eine optimale Lösung für \vec{H}_w aus der Vielfalt der Lösungen zu finden. Dabei werden zur Berechnung des nicht wirbelfreien Anteils der magnetischen Feldstärke \vec{H}_w am häufigsten das Biot-Savatsches Gesetz sowie die Formulierung auf Basis der magnetischen Raumladungsdichte verwendet [32], [33], [34].

Berücksichtigung der Materialeigenschaften bei Feldberechnungen

Bei der Berechnung des Feldverlaufs im Eisenkern eines Magneten muss sowohl die Nichtlinearität der Magnetisierung des Eisens als auch die durch die Bauart des Jochs bedingte Anisotropie des Materials berücksichtigt werden. Im Fall von ferromagnetischen Werkstoffen, die zur Produktion der Eisenjoche von Elektromagneten verwendet werden, weist die materialspezifische Magnetisierung eine nichtlineare Abhängigkeit von der aufgeprägten magnetischen Feldstärke auf. Diese Nichtlinearität ist auf den Orientierungseffekt der Weißschen Bezirke des Materials im äußeren Feld zurückzuführen [28]. Infolge dieses Phänomens lässt sich die Magnetisierung ausschließlich experimentell ermitteln und wird in Form einer materialspezifischen B - H -Kurve dargestellt, die in die Gleichungen (3.34) - (3.36) einbezogen wird.

Das anisotrope Materialverhalten des Jocheisens ist im größten Teil durch die lamellierte Struktur des Jochs bedingt, das aus vielen, voneinander elektrisch isolierten, dünnen

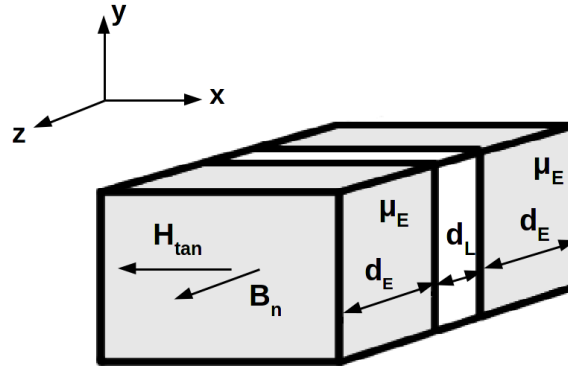


Abbildung 3.1: Veranschaulichung der lamellierten Struktur des Magneteisens.

Stahlblechen aufgebaut wird. Dabei werden die Lamellen mit einer bestimmten Packungsdichte zur gewünschten Jochlänge gestapelt. Derartige Aufbau des Jochs dient der Verringerung der Wirbelströme, die infolge zeitlicher Änderungen des Magnetfeldes während der Beschleunigungszyklen in allen elektrisch leitenden Teilen der Strahlführungsmagnete induziert werden und zu unerwünschten Beeinträchtigungen des Feldes beziehungsweise seinem verzögerten Aufbau, sowie Jouleschen Verlusten führen [36]. Das durch den lamellierten Aufbau des Jochs hervorgerufene anisotrope Materialverhalten spiegelt sich in der elektrischen Leitfähigkeit, der Permittivität sowie der magnetischen Permeabilität des Materials wider. In diesem Fall nehmen die Materialkoeffizienten die Form von Diagonalmatrizen an, deren von Null verschiedene Elemente die Materialeigenschaften in entsprechender Richtung angeben. Somit erhält die magnetische Permeabilität μ die Form

$$\begin{pmatrix} \mu_x & 0 & 0 \\ 0 & \mu_y & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{pmatrix}, \quad (3.42)$$

wobei die Komponenten μ_x , μ_y , μ_z die richtungsabhängigen Werte der magnetischen Permeabilität bezeichnen. Im Fall der durch die Lamellierung hervorgerufenen Anisotropie eines ursprünglich isotropen Materials weist nur die normal zur Lamellierungsebene verlaufende Komponente μ_n der magnetischen Permeabilität wesentliche Änderungen ihres Werts auf, während die anderen Komponenten unverändert bleiben. Bei einer in z -Richtung ausgeführten Lamellierung gilt $\mu_z = \mu_n$. Der tatsächliche Wert von μ_z lässt sich für jede beliebige Packungsdichte λ anhand der bekannten Feldverteilung im isotropen Material ausrechnen. Bei einer in der z -Richtung ausgeführten Lamellierung und einem Magnetfeld \vec{B} , dessen tangentiale Komponente B_{tan} in der zur Lamellierung parallelen xy -Ebene verläuft, siehe Abb. 3.1, entsteht an den Materialübergängen zwischen ferromagnetischem Material des Jochs und nichtpermeablem Material aufgrund der Stetigkeit von tangentialer Komponente der magnetischer Feldstärke H_{tan} folgendes Verhältnis für die effektive makroskopische Flussdichte \vec{B}_{tan}

$$\vec{B}_{tan} = \frac{1}{d_E + d_L} (d_E \mu_E \vec{H}_{tan} + d_L \mu_0 \vec{H}_{tan}), \quad (3.43)$$

wobei \overline{H}_{tan} die effektive makroskopische Feldstärke bezeichnet [32]. d_E gibt die Dicke der ferromagnetischen Lamelle des Jochs und d_L die Dicke des nichtpermeablen Materials zwischen benachbarten Lamellen an, wie es in Abbildung 3.1 gezeigt ist. μ_E ist die Permeabilität des ferromagnetischen Materials. Infolge der Stetigkeit der Normalkomponente der magnetischen Flussdichte an Trennflächen (3.16) ergibt sich der Mittelwert für die Normalkomponente der magnetischen Feldstärke zu

$$\overline{H}_n = \frac{1}{d_E + d_L} \left(d_E \frac{\overline{B}_n}{\mu_E} + d_L \frac{\overline{B}_n}{\mu_0} \right). \quad (3.44)$$

Nach Einführung der Packungsdichte λ

$$\lambda = \frac{d_E}{d_E + d_L}, \quad (3.45)$$

lässt sich der Mittelwert der Permeabilität in der Lamellierungsebene wie folgt ausdrücken [32]

$$\overline{\mu}_{tan} = \lambda \mu_E + (1 - \lambda) \mu_0. \quad (3.46)$$

Die Permeabilität in der Normalen im Bezug auf die Lamellierungsrichtung ergibt sich zu [32]

$$\overline{\mu}_n = \left(\frac{\lambda}{\mu_E} + \frac{1 - \lambda}{\mu_0} \right)^{-1}. \quad (3.47)$$

3.2.2 Felddarstellung in stromfreien Regionen

Da zur Berechnung der Strahlführung in einem Teilchenbeschleuniger hauptsächlich die Konfiguration des Feldes innerhalb der freien Apertur der Strahlführungsmagneten von großer Bedeutung ist, kann der zu betrachtende Bereich auf diese Zone reduziert werden [38]. Diese vom Teilchenstrahl durchquerte Zone kann als ein von externem Stromfluss freier Leerraum betrachtet werden. Dadurch lässt sich die Gleichung (3.29) zu

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}) = 0, \quad (3.48)$$

transformieren. Die Rotationsfreiheit des Vektorfeldes \vec{H} im Bereich mit $\vec{J} = 0$ erlaubt die Darstellung des Feldes durch den Gradient eines skalaren Potentials Φ_m

$$\vec{H} = -\nabla \Phi_m. \quad (3.49)$$

Dadurch hat sich das magnetostatische Problem (3.28) auf das Potentialproblem reduziert. Aus der Materialgleichung (3.10) und der Divergenzfreiheit der magnetischen Flussdichte folgt

$$\vec{B} = -\mu_0 \nabla \Phi_m, \quad (3.50)$$

$$\mu_0 \nabla \cdot \nabla \Phi_m = 0, \quad (3.51)$$

$$\nabla^2 \Phi_m = 0. \quad (3.52)$$

Die Gleichungen (3.50) und (3.52) stellen damit die theoretische Grundlage zur Berechnung der Feldverteilung in der Apertur von Magneten mit Eisenpolen dar [38]. Das magnetische skalare Potential kann aus der Laplace-Gleichung (3.52) unter Berücksichtigung der Dirichlet-Randbedingungen für das magnetische skalare Potential eindeutig bestimmt werden. Die magnetische Flussdichte lässt sich dann durch die Divergenzbildung des Potentials errechnen.

3.2.3 Zweidimensionale Betrachtung des Feldes

Weiterhin kann das Magnetfeld im Strahlbereich eines Beschleunigermagneten, dessen Apertur klein im Vergleich zur Länge des Magneten ist, als ein zweidimensionales Feld beschrieben werden [37], [40]. In diesem Fall ist die Änderung der magnetischen Flussdichte entlang der Strahlachse z in einem weiten Bereich des Magneten, bis auf dessen Endbereiche, vernachlässigbar. Somit kann die Feldverteilung in der transversalen xy -Ebene als invariant betrachtet werden. In den Polarkoordinaten $x = r \cos \varphi$, $y = r \sin \varphi$ lässt sich die Laplace-Gleichung (3.52) wie folgt schreiben

$$r^2 \frac{\partial^2 \Phi_m}{\partial r^2} + r \frac{\partial \Phi_m}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi_m}{\partial \varphi^2} = 0. \quad (3.53)$$

Die allgemeine Lösung dieser homogenen partiellen Differentialgleichung zweiter Ordnung kann durch die Trennung der Variablen $\Phi_m = R(r)\phi(\varphi)$ gefunden werden [31]. Dabei erhält man für das magnetische skalare Potential Φ_m

$$\Phi_m(r, \varphi) = \sum_{n=1}^{\infty} r^n (D_n \sin n\varphi + G_n \cos n\varphi). \quad (3.54)$$

Nach der Bildung des Gradienten ergibt sich für die radiale und azimuthale Komponente der magnetischen Flussdichte

$$B_r(r, \varphi) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \left(\frac{r}{R_{ref}} \right)^{n-1} \sin[n(\varphi - \alpha_n)], \quad (3.55)$$

$$B_\varphi(r, \varphi) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \left(\frac{r}{R_{ref}} \right)^{n-1} \cos[n(\varphi - \alpha_n)], \quad (3.56)$$

wobei R_{ref} einen Referenzradius bezeichnet, der den Querschnitt des Teilchenstrahls umschließt. Der Referenzradius entspricht typischerweise 50 – 70% der Magnetapertur [40]. Jedes Glied der winkelabhängigen Funktion $B_r(r, \varphi)$ hat bei jedem beliebigen Radius r mit $0 \leq r \leq R_{ref}$ n -Maxima und n -Minima. Dabei bezeichnen die Maxima der Funktion magnetische Südpole und die Minima Nordpole. Demzufolge stellt das n -te Glied der Gleichungen (3.55), (3.56) die $2n$ -Polkomponente des Feldes dar. Die Koeffizienten C_n geben die Amplitude der jeweiligen Komponente an. Die Lage der Süd- und Nordpole im Fall eines $2n$ -Polfeldes entspricht:

$$\varphi = \frac{\phi}{2n} + \alpha_n; \quad \frac{5\phi}{2n} + \alpha_n; \quad \frac{9\phi}{2n} + \alpha_n; \dots \text{für Südpole} \quad (3.57)$$

und

$$\varphi = \frac{3\phi}{2n} + \alpha_n; \quad \frac{7\phi}{2n} + \alpha_n; \quad \frac{11\phi}{2n} + \alpha_n; \dots \text{für Nordpole.} \quad (3.58)$$

Der Parameter α_n bestimmt die Ausrichtung der Feldkomponente in Bezug auf die gewählte x -Achse und wird Phasenwinkel genannt [40].

Zur Berechnung der Teilchenbewegung entlang der Strahlbahn ist dennoch die Darstellung der Feld-Komponenten in kartesischen Koordinaten erforderlich [38]. Diese können nach der Transformation

$$B_x = B_r \cos \varphi - B_\varphi \sin \varphi, \quad (3.59)$$

$$B_y = B_r \sin \varphi + B_\varphi \cos \varphi, \quad (3.60)$$

wie folgt geschrieben werden

$$B_x = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \left(\frac{r}{R_{ref}} \right)^{n-1} \sin [(n-1) \varphi - n\alpha_n], \quad (3.61)$$

$$B_y = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \left(\frac{r}{R_{ref}} \right)^{n-1} \cos [(n-1) \varphi - n\alpha_n]. \quad (3.62)$$

Feldbeschreibung mittels eines komplexen Feldes

Die Potentialprobleme der Elektrostatik und der Magnetostatik lassen sich auf eine einfachere Weise mithilfe der Methode konformer Abbildungen (Funktionentheorie) behandeln [24], [26]. Bei diesem Verfahren wird die Lösung der Laplace-Gleichung mittels einer analytischen Funktion $f(\mathbf{v}) = u(x, y) + ip(x, y)$ der komplexen Variable $\mathbf{v} = x + iy = r \cdot e^{i\varphi}$ definiert. Dafür müssen sowohl der Realteil u als auch der Imaginärteil p der Funktion $f(\mathbf{v})$ die Cauchy-Riemannschen Differentialgleichungen erfüllen.

Aus der Rotationsfreiheit der magnetischen Flussdichte (3.51) folgt

$$\frac{\partial B_y}{\partial x} = \frac{\partial B_x}{\partial y}, \quad (3.63)$$

wodurch die erste Cauchy-Riemannsche Differentialgleichung erfüllt wird. Durch die Divergenzfreiheit des Magnetfeldes (3.28) wird auch die zweite Cauchy-Riemannsche Differentialgleichung erfüllt

$$\frac{\partial B_y}{\partial y} = -\frac{\partial B_x}{\partial x}. \quad (3.64)$$

Somit kann das zweidimensionale Feld $\vec{B}(x, y)$ in der Magnetapertur mithilfe des komplexen Feldes $\mathbf{B}(\mathbf{v})$ als

$$\mathbf{B}(\mathbf{v}) = B_y + iB_x = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \left(\frac{\mathbf{v}}{R_{ref}} \right)^{n-1} e^{(-in\alpha_n)}, \quad (3.65)$$

beziehungsweise

$$\mathbf{B}(\mathbf{v}) = \sum_{n=1}^{\infty} [B_n + iA_n] \left(\frac{\mathbf{v}}{R_{ref}} \right)^{n-1} \quad (3.66)$$

beschrieben werden [40]. Die Koeffizienten B_n und A_n der Entwicklung bezeichnen die *normalen* und die *schiefwinkligen* [42] oder „*skew*“ Komponenten des Feldes und werden auch als normale und „*skew*“ Multipole benannt. Analog zu (3.55) und (3.56) steht der Index n für die $2n$ -Komponente des Feldes, wobei $n = 1$ der Dipol-, $n = 2$ der Quadrupol-, $n = 3$ der Sextupolkomponente usw. des Feldes entspricht. Die Multipolkoeffizienten sind von der Anordnung der Magnetpole, der vorhandenen Symmetrien im Poldesign sowie der Anregungsstufe abhängig.

Zur Beschreibung der Feldqualität in der Apertur eines Magneten wird meistens nicht die absolute Größe der Multipole sondern ihre relative Größe in Bezug auf die Hauptkomponente des Feldes verwendet. Für (3.66) bekommt man dann relative Multipole in der Form von

$$b_n = \frac{B_n}{B_m} \quad a_n = \frac{A_n}{B_m}. \quad (3.67)$$

wobei B_m der Hauptkomponente der Multipolentwicklung entspricht. Für einen Dipolmagneten gilt $m = 1$. Unter Verwendung der relativen Multipole b_n und a_n wird (3.66) zu

$$\mathbf{B}(\mathbf{v}) = B_1 \sum_{n=1}^{\infty} [b_n + ia_n] \left(\frac{\mathbf{v}}{R_{ref}} \right)^{n-1}. \quad (3.68)$$

Verwendung elliptischer Multipole zur Feldbeschreibung

Die oben erläuterten kreisförmigen Multipolkoeffizienten beschreiben die Verteilung der magnetischen Flussdichte in einem nicht ferromagnetischen Medium mit der Permeabilität μ in Abwesenheit aller möglichen Stromquellen, wie stromdurchflossenen Leitern oder einen durch die Bewegung beschleunigter Teilchen entstehenden Strahlstrom. Die Beschreibung beschränkt sich dabei auf eine Fläche, die durch den Kreis mit dem Referenzradius R_{ref} begrenzt wird. Diese Beschränkung des Rechengebietes auf eine durch den Referenzkreis begrenzte Fläche macht die Anwendung der kreisförmigen Multipole zur Beschreibung der Feldkonfiguration innerhalb eines Bereiches rechteckigen oder elliptischen Querschnitts mit großem Aspektverhältnis nur bedingt einsetzbar, denn in einem solchen Fall können die Charakteristika des Magnetfeldes nur innerhalb eines Teilgebiets bestimmt werden [43]. Um die Verteilung der magnetischen Flussdichte innerhalb eines transversal ausgedehnten Bereiches bestimmen zu können, muss die Referenzkurve dem zu untersuchenden Bereich angepasst werden. Bei den rechteckigen Flächen mit großem Aspektverhältnis, die auch dem Querschnitt der Apertur des SIS100 Dipolmagnets entsprechen, können Ellipsen mit großen Exzentrizitäten als Referenzkurven verwendet werden [45], [44]. Die Feldkomponenten innerhalb der Referenzfläche können aus der Lösung der Laplace-Gleichung in elliptischen Koordinaten abgeleitet werden. Das entsprechende Koordinatensystem wird durch

$$\begin{aligned} x &= e \cosh \eta \cos \psi, & 0 \leq \eta \leq \infty, \\ y &= e \sinh \eta \sin \psi, & -\pi \leq \psi \leq \pi, \end{aligned} \quad (3.69)$$

beschrieben, wobei η und ψ die elliptischen Koordinaten bezeichnen und $e = \sqrt{a^2 - b^2}$ die lineare Exzentrizität der Referenzellipse mit den Halbachsen a und b angibt

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1, \quad a > b. \quad (3.70)$$

Ein Übergang von kartesischen zu orthogonalen krummlinigen Koordinaten erfolgt durch die konforme Abbildung

$$\mathbf{v} = x + iy = e \cosh(\eta + i\psi) = e \cosh \mathbf{w} \quad (3.71)$$

$$\mathbf{w} = \eta + i\psi = \operatorname{arccosh}(\mathbf{v}/e) \quad (3.72)$$

Demnach transformiert sich die Laplace-Gleichung (3.52) zu

$$\Delta \hat{\Phi} = \frac{1}{e^2 (\cosh^2 \eta - \cos^2 \psi)} \left[\frac{\partial^2 \hat{\Phi}}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \hat{\Phi}}{\partial \psi^2} \right]. \quad (3.73)$$

Nach der Trennung der Variablen kann die allgemeine Lösung der Gleichung (3.73) durch

$$\hat{\Phi}(\eta, \psi) = \frac{\tilde{A}_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\tilde{A}_n \frac{\cosh(n\eta)}{\cosh(n\eta_0)} \cos(n\psi) + \tilde{B}_n \frac{\sinh(n\eta)}{\sinh(n\eta_0)} \sin(n\psi) \right] \quad (3.74)$$

angegeben werden [43]. Durch die Bildung des Gradienten ergibt sich für die Komponenten des zweidimensionalen komplexen Feldes $\mathbf{B}(\mathbf{v})$

$$\mathbf{B}(\mathbf{w}) = \frac{E_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} E_n \frac{\cosh[n(\eta + i\psi)]}{\cosh(n\eta_0)} \quad (3.75)$$

mit

$$\mathbf{v} = e \cosh(\eta + i\psi) \quad \text{und} \quad \eta_0 = \tanh^{-1}(b/a)$$

Die harmonischen Koeffizienten der Reihe können, analog zu den kreisförmigen Multipolen, aus der Hauptkomponente der Multipolentwicklung entlang der Referenzellipse $\eta = \eta_0$ berechnet werden [44]

$$E_n = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} [\mathbf{B}_0(\mathbf{v} = e \cosh(\eta_0 + i\psi)) + \mathbf{B}_0(\mathbf{v} = e \cosh(\eta_0 - i\psi))] e^{in\psi} d\psi. \quad (3.76)$$

Durch die Umformung der Gleichung (3.65) in Bezug auf die Transformation (3.72) lässt sich der Zusammenhang zwischen den kreisförmigen und elliptischen Multipolkomponenten des komplexen zweidimensionalen Feldes $\mathbf{B}(\mathbf{w})$ herleiten [43]

$$\sum_{m=1}^{\infty} C_m \alpha^{m-1} \cosh^{m-1} \mathbf{w} = \frac{E_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} E_n \frac{\cosh[n(\eta + i\psi)]}{\cosh(n\eta_0)}. \quad (3.77)$$

Diese Relation ist im Hinblick auf die praktischen Anwendungen der harmonischen Komponenten des Feldes zur nachfolgenden Berechnung der Strahlführung in einem Teilchenbeschleuniger von großer Bedeutung, denn bei den numerischen Simulationen der Teilchenbahnen werden auf Grund der Software-Einstellungen ausschließlich kreisförmige Multipole verwendet.

3.2.4 Dreidimensionale Betrachtung des Feldes

Die zweidimensionale Darstellung des Feldes kann nur auf den zentralen Teil des Magneten angewendet werden, wo die Änderung der magnetischen Flussdichte entlang der Strahlachse vernachlässigbar ist. In den Endbereichen des Magneten ist die longitudinale Komponente der magnetischen Flussdichte stark ausgeprägt und die Annahme bezüglich der Invarianz der transversalen Feldverteilung ist nicht mehr gültig. Zur Bestimmung des Feldprofils an den Magnetenden ist die Lösung des dreidimensionalen Laplace-Problems

$$\nabla^2 \Phi_m(x, y, z) = \frac{\partial^2 \Phi_m}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi_m}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi_m}{\partial z^2} = 0 \quad (3.78)$$

erforderlich. Allerdings kann in diesem Fall die räumliche Verteilung der magnetischen Flussdichte nicht mehr anhand der Multipolentwicklung (3.66) bestimmt werden, denn die trigonometrischen Funktionen $\sin(n\varphi)$ und $\cos(n\varphi)$ bilden keinen vollständigen Satz orthogonaler Funktionen für die Lösung der dreidimensionalen Laplace-Gleichung (3.78) [31].

In zylindrischen Koordinaten kann die Lösung der Laplace-Gleichung für das skalare magnetische Potential als

$$\Phi_m = - \sum_{n=1}^{\infty} r^n \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^{k+1} n!}{2^{2k} k! (n+k)!} r^{2k} \left[A_n^{(2k)}(z) \sin n\varphi - \tilde{A}_n^{(2k)}(z) \cos n\varphi \right] \quad (3.79)$$

geschrieben werden, wobei \tilde{A}_n und A_n die normalen beziehungsweise schiefsymmetrischen Komponenten des Feldes [46], [47] bezeichnen. $A_n^{(2k)}$, $\tilde{A}_n^{(2k)}$ geben die $2k$ -te Ableitung der jeweiligen Komponente bezüglich der z -Koordinate an. Im stromfreien Raum lassen sich die radiale, die azimutale und die longitudinale Komponente der magnetischen Flussdichte durch Bildung des Gradienten nach [47] zu

$$B_r = \sum_n^{\infty} (g_{rn} r^{n-1} \sin n\varphi - \tilde{g}_{rn} r^{n-1} \cos n\varphi) \quad (3.80)$$

$$B_\varphi = \sum_n^{\infty} (g_{\varphi n} r^{n-1} \cos n\varphi + \tilde{g}_{\varphi n} r^{n-1} \sin n\varphi) \quad (3.81)$$

$$B_z = \sum_n^{\infty} (g_{zn} r^n \sin n\varphi - \tilde{g}_{zn} r^n \cos n\varphi) \quad (3.82)$$

berechnen. Dabei sind die Koeffizienten g_{rn} und \tilde{g}_{rn} von r und $A_n^{(2k)}$ beziehungsweise $\tilde{A}_n^{(2k)}$ abhängige Funktionen, die zur Bestimmung sogenannter *pseudo-harmonischer* Multipole A_n und \tilde{A}_n verwendet werden. Allerdings lassen sich diese neuartigen Multipole nur an einigen Stellen entlang der z -Achse mit Hilfe der Fourier-Reihenentwicklung der radialen Komponente $B_r(r_0, \varphi, z)$ berechnen [35]. Demzufolge kann für den Endbereich des Magneten kein vollständiger Satz Multipole erstellt werden, der die Feldverteilung in der Region eindeutig beschreiben würde.

3.2.5 Integrales Magnetfeld der Beschleunigermagnete

Dennoch ist es möglich, die durch die räumliche Ausdehnung des Problems entstandene Komplexität bei der Bestimmung der Feldverteilung in den Endbereichen des Magneten zu umgehen. Da die meisten Strahlführungsmagnete in einem Kreisbeschleuniger viel kürzer als die Wellenlänge der transversalen Schwingungen der zu beschleunigenden geladenen Teilchen um ihrer Sollbahn, der so genannten Betatronschwingungen [38], sind, fällt die Auswirkung der axialen Variationen der Feldverteilung auf die Bewegungen der Teilchen sehr gering aus. Diese Abweichungen im Feldprofil können durch die Verwendung des integralen Feldwertes über die Gesamtlänge des Magneten ausgeglichen werden [40], [41]. Aus diesem Grund sind meist nur die integralen Werte des Feldes bei Berechnungen der Teilchenbahnen innerhalb eines Strahlführungselements, oder durch eine Struktur aus mehreren derartigen Elementen von Bedeutung. Die integralen Feldwerte lassen sich aus der dreidimensionalen Laplace-Gleichung für das skalare Potential ermitteln. Das Integral von (3.78) wird in kartesischen Koordinaten zu

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] \int_{Z_1}^{Z_2} \Phi_m(x, y, z) dz + \int_{Z_1}^{Z_2} \frac{\partial^2 \Phi_m}{\partial z^2} dz = 0. \quad (3.83)$$

Mit der Einführung des integrierten skalaren Potentials $\bar{\Phi}_m$ [41]

$$\bar{\Phi}_m(x, y) = \int_{Z_1}^{Z_2} \Phi_m(x, y, z) dz \quad (3.84)$$

kann (3.83) als

$$\left[\frac{\partial^2 \bar{\Phi}_m}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{\Phi}_m}{\partial y^2} \right] = - \left. \frac{\partial^2 \Phi_m}{\partial z^2} \right|_{Z_1}^{Z_2} = B_z(x, y, Z_2) - B_z(x, y, Z_1) \quad (3.85)$$

dargestellt werden [40]. Um der zweidimensionalen Laplace-Gleichung zu genügen, müssen die Integrationsgrenzen so gewählt werden, dass die erste Ableitung der longitudinalen Komponente der magnetischen Flussdichte $B_z(x, y, z)$ an den Grenzen der zu betrachtenden Region gleich null ist, dass der Bedingung $B_z(x, y, z) = \text{konst.}$ entspricht. Diese Bedingung wird erfüllt, indem die beide Grenzpunkte Z_1 und Z_2 entweder mit einem ausreichenden Abstand zu dem Jochende gewählt werden, oder wenn die Grenze Z_1 gut außerhalb des Magneten und die Grenze Z_2 in der Magnetapertur in der Region mit der zweidimensionalen Feldverteilung aufgeprägt werden.

Die Bestimmung der gesuchten Feldkomponenten in der Apertur des Magneten kann sowohl im 2D als auch im 3D Fall nur anhand bereits bekannter Werte der magnetischen Flussdichte erfolgen. Diese lassen sich wiederum entweder aus der numerischen Lösung der Gleichungen (3.33), (3.52) ableiten, oder können anhand der Feldmessung ermittelt werden. Die beiden in Frage kommenden Methoden werden in den nachfolgenden Kapitel 4 und 6 der vorliegenden Arbeit vorgestellt.

4. Simulation der statischen Magnetfelder des SIS100 Dipolmagneten

In Rahmen der klassischen Feldtheorie lassen sich nur die Lösungen einiger weniger Probleme der Elektrodynamik mithilfe analytischer Berechnungen finden. Aufgrund der Komplexität der Maxwellgleichungen begrenzt sich die Reihe analytisch behandelbarer Probleme auf die Feldberechnung für relativ einfache Geometrien unter der Annahme linearer homogener Medien. Die meisten praktischen Problemstellungen können dagegen aufgrund der komplizierten Geometrien der zu untersuchenden Objekte sowie der auftretenden Nichtlinearität der Materialstruktur nicht mit analytischen Verfahren behandelt werden und fordern daher Anwendung numerischer Lösungsverfahren. Ein Beispiel der in der Praxis auftretenden Problemstellungen ergibt sich im Bereich der Beschleunigertechnik bei der Auslegung spezieller Elektromagnete, die in Teilchenbeschleuniger zur Führung der Strahlen geladener Teilchen eingesetzt werden. Die sichere und stabile Strahlführung in einem Teilchenbeschleuniger erfordert höchst homogene Magnetfelder der Beschleunigermagnete, deren integraler Wert bis zu einer Abweichung um einige 10^{-4} relativ zur Hauptkomponente des Feldes konstant bleiben muss. Folglich ist für die Entwicklung derartiger Magnete eine entsprechend genaue Beschreibung ihrer Feldeigenschaften notwendig. Die hohen Anforderungen an die Genauigkeit in Bezug auf die Feldbeschreibung setzen ein numerisches Modell des zu untersuchenden Objekts voraus, das sowohl die komplizierte Geometrie des Objekts als auch die strukturellen Eigenschaften der Materialien mit großer Präzision wiedergibt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei kommerzielle Produkte, CST EM STUDIOTM und Vector Fields OPERA[®], zur Berechnung der Feldverteilung in einem Prototyp-Dipolmagneten des SIS100 verwendet. Zur Untersuchung der Eigenschaften des statischen Magnetfeldes in der Apertur des betrachteten Dipolmagneten wurde eine Reihe von Feldsimulationen auf Basis von zweidimensionalen und dreidimensionalen Modellen durchgeführt. Dabei wurde bei den Simulationsstudien ein Lösungsverfahren auf Basis der Methode der finiten Elemente [48], [49] zur Feldberechnung verwendet. Die unter Anwendung unterschiedlicher Softwarepakete erzielten Lösungen wurden nach zwei Kriterien analysiert. Als Erstes wurde das Konvergenzverhalten der Lösungen hinsichtlich der eingesetzten Diskretisierungen untersucht. Danach wurde die Homogenität der berechneten statischen Magnetfelder anhand der im Abschnitt 3.2.3 dargestellten elliptischen und kreisförmigen Multipole ausgewertet. In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der durchgeführten Feldsimulationen diskutiert, wozu zunächst die bei den Simulationen verwendeten Modelle des Magneten vorgestellt werden.

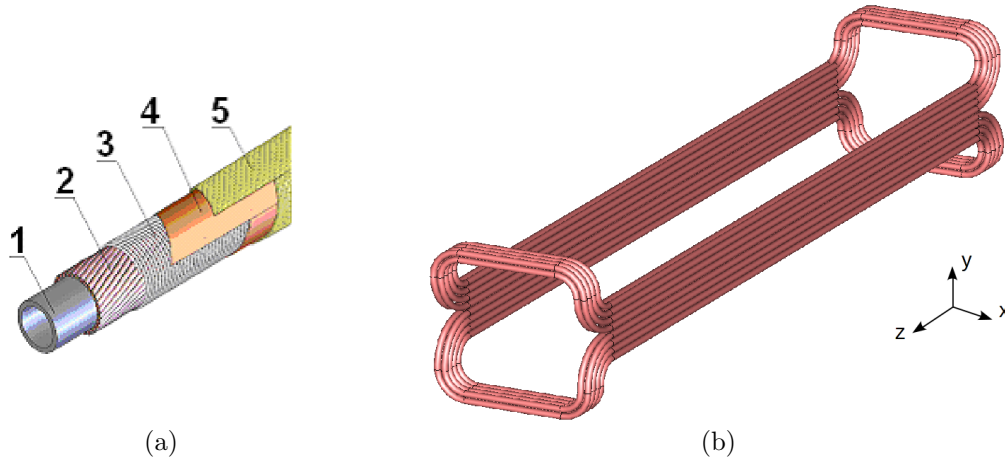


Abbildung 4.1: (a) Die Struktur des Nuclotronkabels. 1. CuNi-Kühlrohr, 2. supraleitender Draht (NbTi Filamente in einer Kupfermatrix), 3. NiCr-Draht zur Befestigung der supraleitenden Filamente, 4. Kaptonband, 5. Glasfaserverstärkter Kunststoff. Bildquelle [16]. (b) Die sattelförmige supraleitende Spule des Prototyp-Dipolmagneten für SIS100. Bildquelle [50].

4.1 Modellbeschreibung

Als Ausgangspunkt für die Simulationen der statischen Magnetfelder in supraleitenden Beschleunigermagneten wurde das Design des ersten Prototyp-Dipolmagneten für SIS100 genommen [51]. Bei diesem Design handelt es sich um einen 2,7 m langen eisendominierten „window-frame“-Magneten, dessen Spule aus einem supraleitenden Kabel des Nuclotronyps gewickelt ist. Die Struktur des supraleitenden Kabels sowie das Design der Spule sind in Abbildung 4.1 dargestellt. Dieses Kabel wurde für die Herstellung der schnellgepulsten supraleitenden Magnete für das Nuclotron-Synchrotron bei JINR in Dubna in Russland entwickelt [13]. Die supraleitenden NbTi Filamente sind in eine Kupfermatrix eingebettet, wodurch dünne Drähte mit einem Durchmesser von 0,8 mm entstehen. Das Nuclotron-Kabel besteht aus mehreren supraleitenden Drähten, die um ein CuNi-Kühlröhrchen gewickelt sind. Eine Bandage aus NiCr-Draht dient der Fixierung der supraleitenden Drähte am Kühlröhrchen und gewährleistet gleichzeitig eine zuverlässige Anbindung des Supraleiters an die kalte Oberfläche des Röhrchens. Die weiteren Schichten aus Kapton und Glasfieber dienen der elektrischen Isolierung des Kabels. Die Aufrechterhaltung des supraleitenden Zustandes des Supraleiters erfolgt anhand der erzwungenen Strömung des zweiphasigen Heliums, das bei einer Temperatur von 4,5 K durch das Kühlröhrchen geleitet wird. Die sattelförmigen Spulenhälften des Magneten bestehen aus acht Kabelwindungen, die in zwei Schichten, jeweils vier Windungen pro Schicht, angeordnet sind, siehe Abb. 4.1 (b). Das 2,7 m lange Eisenjoch des Magneten ist aus vielen von voneinander elektrisch isolierten 0,5 mm dünnen Lamellen aus Elektroblech aufgebaut. Die lamellierte Struktur des Jochs dient der Verringerung der Wirbelströme im selbigen, die in Folge zeitlicher Änderungen des Magnetfeldes während der Beschleunigungszyklen in allen elektrisch leitenden Bauteilen des Magneten auftreten. Um die erforderliche Qualität des Feldes in der Apertur des Magneten im Bezug auf

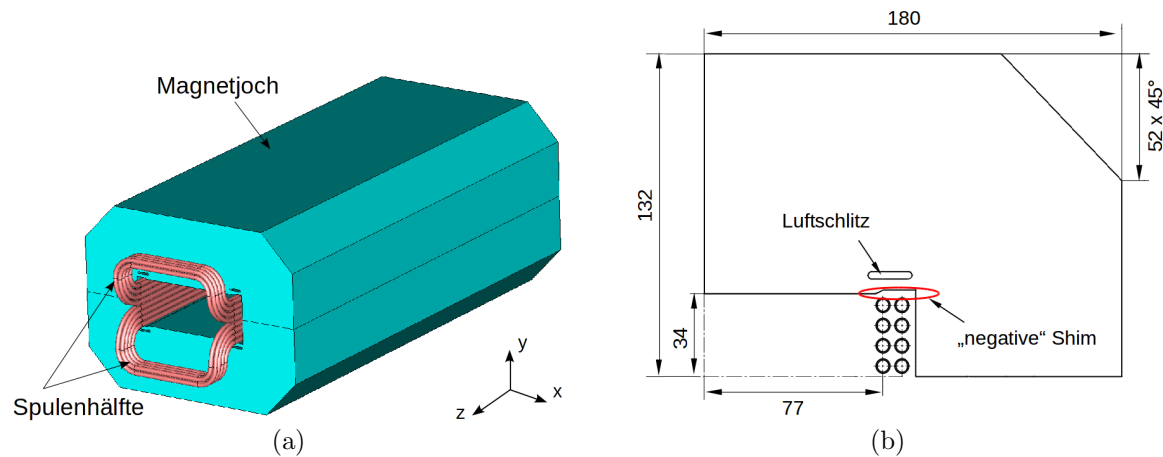


Abbildung 4.2: (a) Das Modell des Prototyp-Dipolmagneten für SIS100. Es handelt sich um einen geraden eisendominierten „window-frame“-Magnet mit supraleitender Spule. Die Länge des Magnetjochs beträgt 2,7 m. (b) Ansicht einer Hälfte der Lamelle des Joch Eisens für den Prototyp-Magneten und die Anordnung der Stromleiter in der Spule.

die x -Koordinate zu gewährleisten, sind so genannten „negative Shims“ an der linken und rechten Seite des Magnetpols sowie Luftschlitze vorgesehen, siehe Abb.4.2(b). Zur Verbesserung der Feldqualität in Hinsicht auf die longitudinale Feldverteilung sind Magnetpole in den Endbereichen des Magneten zu Rogowski-Profilen geformt [57], [41]. Das Design der Jochlamelle und der Aufbau des Dipolmagneten sind in Abbildung 4.2 dargestellt.

4.1.1 Modellierung in CST EM STUDIO™

Wie es in dem kurzen Vorwort zu dem Kapitel erwähnt wurde, wurden zwei kommerziellen Softwarepakete zur Simulation des statischen Magnetfeldes eines Prototyp-Dipolmagneten für das Schwerionensynchrotron SIS100 verwendet. In diesem Abschnitt wird der Modellaufbau in CST EM STUDIO™ beschrieben.

Zur numerischen Untersuchung der Feldqualität in der Apertur des Prototyp-Dipolmagneten für SIS100 wurde eine Reihe von Feldsimulationen mit CST EM STUDIO™ durchgeführt. Dabei wurden unterschiedliche Modelle des zu untersuchenden Magneten aufgebaut. In allen diesen Simulationen wurde das in der Abbildung 4.2(b) dargestellte Design der Jochlamelle zur Modellierung des Magnetjochs verwendet. Bei der Modellierung der Spule mussten jedoch einige Vereinfachungen hinsichtlich der Kabeldarstellung eingeführt werden. Da zum Zeitpunkt der Ausführung der Simulationen die zur Modellierung des Hohlkabels benötigte Funktionalität im Softwarepaket noch nicht vorhanden war, wurde das für den Aufbau der Spule verwendete Nuclotronkabel durch Kabelmodelle mit einer einfacheren Geometrie approximiert. Dabei wurden folgende Ansätze zur Darstellung des Spulenkabels benutzt:

- unendlich dünne Strompfade,

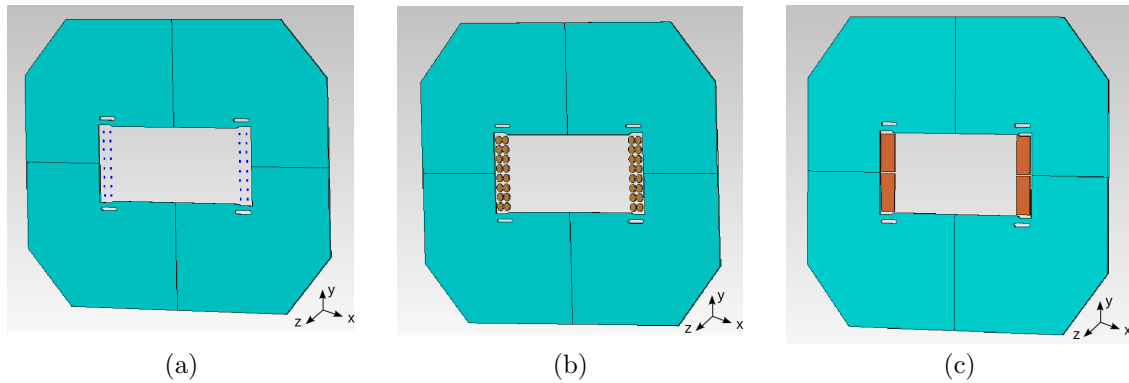


Abbildung 4.3: Modellaufbau im CST EM STUDIO™. Quasi-zweidimensionale Modelle des Dipolmagneten unter Anwendung unterschiedlicher Ansätze zur Modellierung der Spule. (a) Infinitesimal dünner Stromleiter. (b) Leiter kreisförmigen Querschnitts. (c) Ein Leiter rechteckigen Querschnitts. Im letzten Modell wurden acht kreisförmige Leiter durch einen Leiter mit rechteckigem Querschnitt ersetzt.

- Leiter mit kreisförmigem Querschnitt mit dem Radius von 3,5 mm, wobei der Radius dem Außenradius des Nuclotron-Kabels entspricht,
- ein Leiter rechteckigen Querschnitts, dessen Querschnittsfläche der Querschnittsfläche von acht Leitern kreisförmigen Querschnitts entspricht, die in vier Reihen mit jeweils zwei Leitern pro Reihe angeordnet sind.

Um die Auswirkung der Änderungen im Kabeldesign auf die Verteilung der magnetischen Flussdichte in der Apertur des Magneten zu untersuchen, wurden zunächst Feldsimulationen für quasi-zweidimensionale Modelle des Magneten durchgeführt. Dabei wurde die Feldverteilung für eine 1 mm dünnen Schnitt des Magneten berechnet. Abbildung 4.3 zeigt die vereinfachten quasi-zweidimensionalen Magnetmodelle mit den unterschiedlichen Geometrien des Spulenkabels. Bei den Simulationen wurde das Rechenggebiet durch eine Luftbox mit den Seitenlängen 1000 mm×1000 mm×1 mm begrenzt, was folgenden Abständen vom Magnetjoch entspricht: 320 mm in der x -Richtung, 368 mm in der y -Richtung und 0 mm in der z -Richtung. Die Größe der Luftbox wurde so ausgewählt, dass das Streufeld des zu untersuchenden Magneten außerhalb dieser vernachlässigbar klein ist. An den Randflächen wurde die Normalkomponente der magnetischen Flussdichte auf null gesetzt. Um den Rechenaufwand zu reduzieren, wurde auf die im Design des Magneten vorhandenen Spiegelsymmetrien zurückgegriffen, wodurch die Berechnung des statischen Magnetfeldes auf ein Achtel des gesamten Modells begrenzt wurde. Dabei wurden an den Symmetrieebenen xy und yz die Normalkomponente und an der xz -Ebene die tangentielle Komponente der magnetischen Flussdichte auf null gesetzt.

Zur Untersuchung der dreidimensionalen Feldverteilung in der Magnetapertur wurde ein längeres Modell des Dipolmagneten erstellt. Bei der Modellierung des Eisenjochs wurde die in der Abbildung 4.2(b) präsentierte Geometrie der Jochlamelle verwendet. Da der Schwerpunkt der Simulationsreihe in der Untersuchung der Genauigkeit berechneten Felder in Hinsicht auf die Diskretisierung lag, konnten einige Vereinfachungen

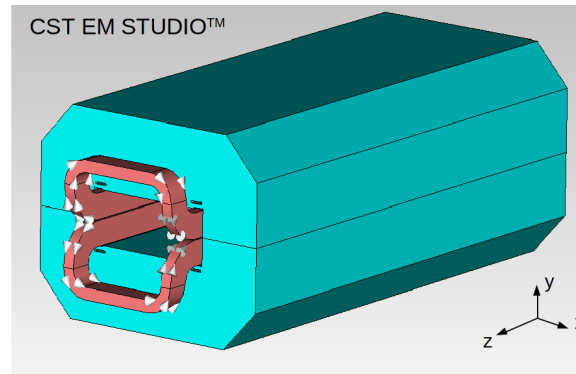


Abbildung 4.4: Modellaufbau in CST EM STUDIO™. Dreidimensionales Modell des Dipolmagneten mit der Sattel-Spule. Bei der Modellierung der Spulenhälfte wurden acht Wicklungen mit dem Hohlleiter durch eine Wicklung mit dem Rechteckleiter ersetzt. Die Länge des Modells ist 0,7 m.

im Aufbau des Magneten eingeführt werden, die keine Auswirkung auf die zu untersuchende Effekte haben. So wurde die Länge des dreidimensionalen Modells von 2,7 m auf 0,7 m verringert, um den für die Simulationen benötigten Zeitaufwand zu reduzieren. Bei der Festlegung der Länge des verkürzten Modells wurde dennoch darauf geachtet, dass die Feldverteilung in dem zentralen Teil des Magneten innerhalb der vom Stromfluss freien Region in der Magnetapertur der zweidimensionalen Näherung (3.53) der Laplace-Gleichung (3.52) genügt. Außerdem wurde bei dem Aufbau des Jochs das Rogowski-Profil in Endteilen der Magnetpole nicht berücksichtigt und die Jochhälfte wurden mit rechtwinkligen Enden modelliert. Eine weitere Vereinfachung des Magnetmodells wurde bei der Aufbau der Spule vorgenommen. Da zum Zeitpunkt der Ausführung der Simulationen die zur Modellierung des Hohlkabels benötigte Funktionalität im Softwarepaket noch nicht vorhanden war, konnte das in der Abbildung 4.1(b) dargestellte ursprüngliche Design der Spule nicht umgesetzt werden. Daher wurde unter Berücksichtigung der Studienergebnisse für die quasi-zweidimensionalen Modelle ein vereinfachtes Design der Spule verwendet. Im verwendeten Modell der Spule wurden die acht mit dem Nuclotronkabel ausgeführten Windungen je Spulenhälfte durch eine Windung eines Rechteckleiters ersetzt. Die Querschnittsfläche des Leiters entspricht dabei der Querschnittsfläche von acht Leitern mit kreisförmigem Querschnitt, siehe Abb.4.4. Die in der Abbildung 4.1(b) dargestellte Form der Spulenkröpfung wurde beibehalten. Die Grenzen des Rechengebiets wurden in einem Abstand zum Magnetjoch von 320 mm in x -Richtung, 368 mm in y -Richtung und 337 mm in z -Richtung aufgestellt. An den Randflächen wurde die Normalkomponente der magnetischen Flussdichte auf null gesetzt. Die bestehenden räumlichen Symmetrien des Modellmagneten ermöglichten eine weitere Verringerung des Rechenaufwands, in dem die Feldberechnung nur für ein Achtel des gesamten Modells durchgeführt wurde. Dabei wurden an den Symmetrieebenen xy und yz die Normalkomponente und an der xz -Ebene die tangentielle Komponente der magnetischen Flussdichte auf null gesetzt. Das nichtlineare Verhalten des ferromagnetischen Materials des Jochs wurde durch Angabe der in der Abbildung 4.5 gezeigten B - H -Kurve berücksichtigt. Die Anisotropie des Jocheisens wurde jedoch sowohl in den Feldsimulationen auf Basis der quasi-zweidimensionalen Modelle als auch in den Simulationen unter Verwendung des

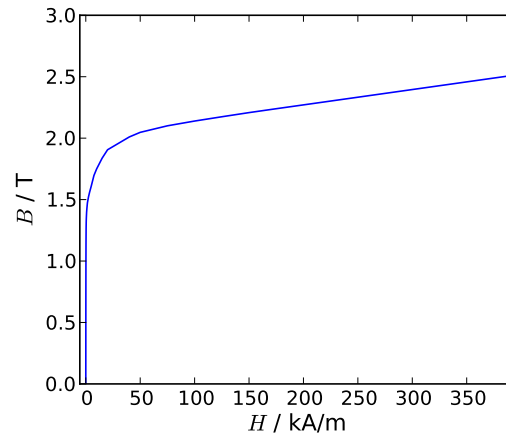


Abbildung 4.5: B - H Kurve des ferromagnetischen Eisens, die zur Simulation des statischen Magnetfeldes des Dipolmagneten verwendet wurde.

dreidimensionalen Modells des Magneten vernachlässigt und das statische Magnetfeld wurde unter Annahme eines isotropen Jochmaterials simuliert. Diese Vereinfachung im Modell war bei den Konvergenzstudien zulässig, weil die durch den lamellierten Aufbau des Joches bedingten Änderungen in der Permeabilität des Eisens in Form von Koeffizienten in die zu lösenden Maxwellgleichungen der Magnetostatik einbezogen werden und somit keine grundlegenden Änderungen der Lösung hervorrufen. Zur räumlichen Diskretisierung des Rechengebiets wurde sowohl im Fall der quasi-zweidimensionalen Modelle als auch bei dem dreidimensionalen verkürzten Modell des Magneten ein Gitter auf Basis von Tetraedern verwendet. Das statische Magnetfeld wurde mit dem magnetostatischen Solver [53] berechnet. Die numerische Lösung des Problems erfolgte unter Verwendung von Ansatzfunktionen zweiter Ordnung. Als Abbruchkriterium des Iterationsprozesses diente ein Residuum von 10^{-6} . Die Größe des Residuums wurde basierend auf den Ergebnissen einer separaten Simulationsreihe ausgewählt, deren Ziel bestand darin, die optimale Residuumsgröße für das betrachtete Problem zu bestimmen.

4.1.2 Modellierung mit Vector Fields OPERA[®]

Eine weitere Studie zur Untersuchung der Feldqualität in der Apertur des Prototyp-Dipolmagneten für SIS100 wurde mit Vector Fields OPERA[®] durchgeführt¹. Dabei wurde zur Berechnung des zweidimensionalen Feldes in der zentralen xy -Ebene des Magneten ein zweidimensionales Modell, siehe Abb.4.6(a), Seite 37, auf Basis des in der Abbildung 4.2(b) dargestellten Designs der Jochlamelle erstellt. Die einzelnen Spulenkanäle mit dem Innenradius von 2,5 mm und dem Außenradius von 3,5 mm wurden jeweils aus vier Bogenelementen aufgebaut.

¹An dieser Stelle muss erwähnt werden, dass alle in der vorliegenden Arbeit diskutierten Feldsimulationen mit Vector Fields OPERA[®] von Herrn Dr. rer. nat. P. Akichine (JINR, Dubna) ausgeführt wurden. Die Aufgabe des Autors der Arbeit bestand in diesem Fall in der Auswertung und der Analyse der Simulationsergebnisse.

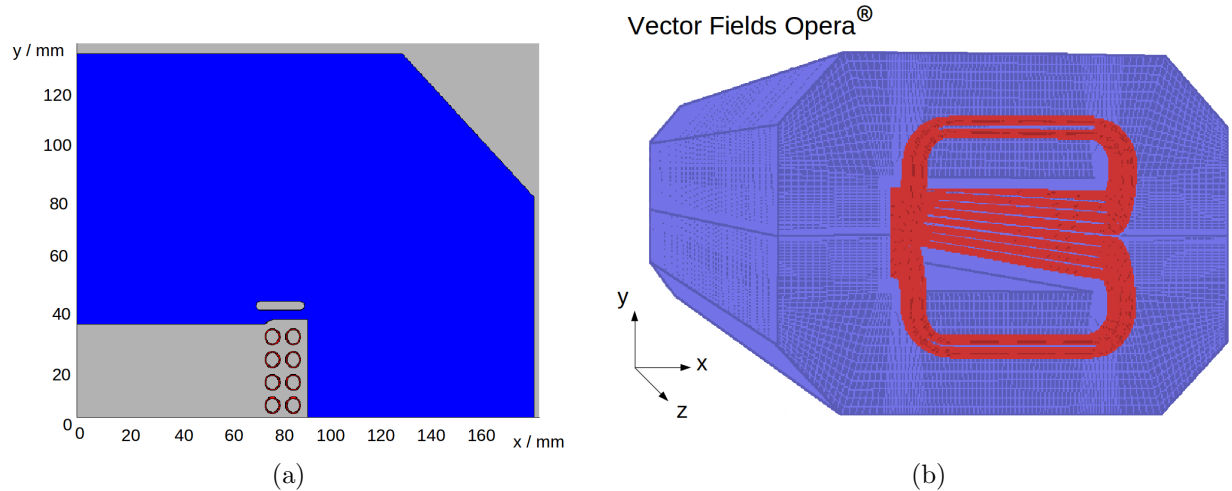


Abbildung 4.6: Modellaufbau im Vector Fields OPERA®. (a) 2D Modell und (b) 3D Modell des Dipolmagneten mit der zweilagigen Spule. Das Spulenkabel wird aus einem Hohlleiter mit dem Innenradius von 2,5 mm und dem Außenradius von 3,5 mm aufgebaut. Die Länge des dreidimensionalen Modells ist 0,7 m.

Zur Untersuchung der dreidimensionalen Feldverteilung in der Magnetapertur wurde ein 0,7 m langes Modell des Dipolmagneten erstellt, siehe Abb.4.6(b). Bei dem Aufbau des Magnetjochs wurde dasselbe Design der Jochlamelle verwendet, das auch bei den 2D Simulationen mit OPERA 2D sowie bei den 2D und 3D Simulationen mit CST EM STUDIO eingesetzt wurde. Bei der Modellierung der Spule wurden einige Vereinfachungen in Bezug auf das Spulenkabel eingesetzt. Da die vielschichtige Struktur des Spulenkabels aufgrund ihrer Komplexität nicht vollständig umgesetzt werden konnte, wurde das Nuclotronkabel als ein Hohlleiter dargestellt [52]. Die Innen- und Außenradien R_{innen} und $R_{außen}$ des Hohlleiters entsprechen den jeweiligen Radien des originalen Spulenkabels und betragen 2,5 mm beziehungsweise 3,5 mm.

Sowohl im zweidimensionalen als auch im dreidimensionalen Modell wurde die Nichtlinearität in der Magnetisierung des ferromagnetischen Jochs des Magneten berücksichtigt, indem die Magnetisierung anhand der dem Jochmaterial entsprechenden B - H -Kurve angegeben wurde. Die Anisotropie des ferromagnetischen Materials wurde auch in diesem Modell aus den oben erläuterten Gründen vernachlässigt, und das Feld wurde unter Annahme eines isotropen Jochs simuliert. Dabei wurde das Rechenggebiet in bestimmten Abständen zum Magnetjoch abgegrenzt. Die Abstände in x -Richtung und y -Richtung betrugen sowohl für das zweidimensionale als auch für das dreidimensionale Modell 320 mm beziehungsweise 368 mm. Die Begrenzung des Rechenggebiets in der z -Richtung wurde für das dreidimensionale Modell in einem Abstand von 337 mm, bezogen auf das Jochende aufgestellt. An den Randflächen des Rechenggebiets wurde die Normalkomponente der magnetischen Flussdichte auf null gesetzt. Um den Rechenaufwand bei der Feldsimulationen zu reduzieren, wurden die im Magnetmodell vorhandenen Spiegelsymmetrien ausgenutzt. Dabei wurden an den Symmetrieebenen xy und yz die Normalkomponente und an der xz -Ebene die tangentielle Komponente der magnetischen Flussdichte auf

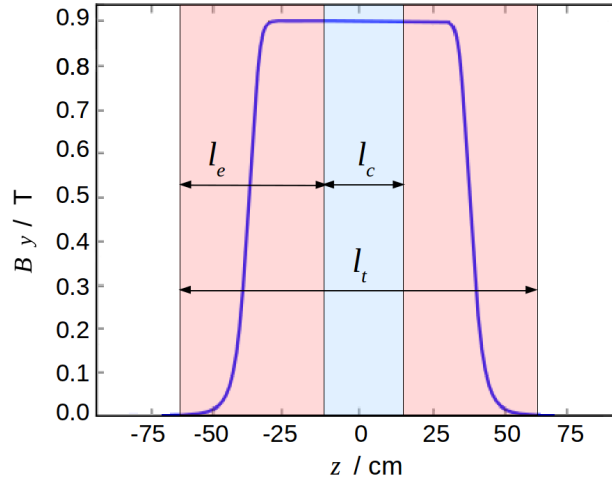


Abbildung 4.7: Verlauf der y -Komponente der magnetischen Flussdichte längs der z -Achse des Magneten.

null gesetzt. Demzufolge wurde die räumliche Feldverteilung in 2D Simulationen für ein Viertel und in 3D Simulationen für ein Achtel des Modells berechnet. Zur räumlichen Diskretisierung des Rechengebiets wurde im Fall der zweidimensionalen Feldsimulationen ein Gitter auf Basis von Dreiecken eingesetzt. Bei der Feldsimulationen unter Verwendung des dreidimensionalen Modells des Magneten erfolgte die räumliche Diskretisierung anhand kubischer Gitter.

Das statische Magnetfeld wurde mithilfe der OPERA 2D und OPERA 3D magneto-statischen Solver berechnet, in dem zur Lösung der Maxwellgleichungen der Magneto-statik das reduzierte magnetische Skalarpotential eingesetzt wurde [55]. Dabei wurden Ansatzfunktionen zweiter Ordnung zur numerischen Lösung des Problems verwendet. Als Abbruchkriterium des Iterationsprozesses diente ein Residuum von 10^{-6} .

4.2 Methode zur Auswertung der Feldqualität

Auf Basis der oben vorgestellten zwei- und dreidimensionalen Modelle des Prototyp-Dipolmagneten für SIS100 wurde eine Reihe von Feldsimulationen durchgeführt. Im Rahmen dieser Simulationen wurde der für den Betrieb eines jeden Teilchenbeschleunigers entscheidende Parameter wie die Homogenität des statischen Magnetfeldes in der Apertur der Strahlführungsmagnete analysiert. Weiterhin wurde das Konvergenzverhalten der mit Hilfe von CST EM STUDIOTM und Vector Fields OPERA[®] erzielten Lösungen untersucht.

Bei der Analyse der Feldhomogenität in der Apertur des Dipolmagneten wurde die Feldverteilung in drei Regionen in Bezug auf die Längsachse des Magneten betrachtet. Darunter in der zentralen xy -Ebene des Magneten mit $z = 0$, in seinem zentralen Teil und an Magnetenden. In Abbildung 4.7 ist der Verlauf der y -Komponente der magnetischen Flussdichte in den genannten Regionen gezeigt. Als quantitatives Kriterium zur

Einschätzung der Feldhomogenität dienten die Werte der relativen kreisförmigen Multipolkoeffizienten. Die Bestimmung der kreisförmigen Multipolkomponenten des Feldes verlief nach folgendem Schema. Bei der Auswertung der Feldhomogenität in der zentralen xy -Ebene des Magneten wurden die Werte der B_x und B_y Komponenten des Feldes auf einem rechteckigen Gitter mit den Gitterzellen 1×1 mm für die Region $x \in [0 \text{ mm}; 33 \text{ mm}]$, $y \in [0 \text{ mm}; 70 \text{ mm}]$ und $z=0$ aus der numerischen Feldlösung abgelesen. Anhand dieser Daten wurde das Feld entlang einer Referenzellipse mit den Halbachsen $a = 57,5$ mm und $b = 30,0$ mm berechnet. Die Größe der Halbachsen wurde so ausgewählt, dass die Ellipse den Bereich des Teilchenstrahls umschließt. Die Werte der magnetischen Flussdichte auf der Referenzellipse wurden unter Anwendung von (3.76) zur Bestimmung der elliptischen Multipolkoeffizienten eingesetzt. Anschließend wurden daraus mithilfe der in (3.77) dargestellten Transformation die relativen kreisförmigen Multipole b_n und a_n auf dem Kreis mit den Referenzradius $R_{ref} = 40$ mm berechnet.

Bei der Auswertung der Feldhomogenität in dem zentralen Teil des Magneten und an Magnetenden wurden die Werte der B_x und B_y Komponenten des Feldes auf einem rechteckigen Gitter mit den Gitterzellen 1×1 mm für den Bereich mit $x \in [0 \text{ mm}; 33 \text{ mm}]$ und $y \in [0 \text{ mm}; 70 \text{ mm}]$ über die volle Länge des jeweiligen Teilgebiets aus der numerischen Feldlösung abgelesen. Der Abtastschritt Δz entlang der z -Achse betrug 1 mm. Aus diesen Felddaten wurde für jede xy -Ebene innerhalb der Teilgebiete das Feld entlang einer Referenzellipse mit den Halbachsen $a = 57,5$ mm und $b = 30,0$ mm berechnet. Um die Feldverteilung in den entlang der z -Achse des Magneten ausgedehnten Bereichen mit Hilfe der Multipolentwicklung (3.66) für zweidimensionale Felder beschreiben zu können, wurden anhand der Feldwerte auf den Referenzellipsen und unter Berücksichtigung der in (3.84) und (3.85) dargestellten Verhältnisse die integralen Feldwerte in jedem Teilgebiet berechnet. Dabei ergibt sich für das integrale Magnetfeld im zentralen Teil des Magneten

$$\bar{B}_c(x, y) = \frac{1}{l_c} \int_{-l_c/2}^{l_c/2} B(x, y, z) dz, \quad (4.1)$$

wobei die Integrationsgrenzen $-l_c/2$ und $l_c/2$ den Positionen $z=-10$ mm und $z=10$ mm entsprechen. Das integrale Feld am Magnetenden erhält man als

$$\bar{B}_e(x, y) = \frac{1}{l_e} \int_{-\infty}^{-l_e/2} B(x, y, z) dz. \quad (4.2)$$

In diesem Fall wurden die Integrationsgrenzen an den Positionen $z=10$ mm und $z=69$ mm aufgestellt.

Basierend auf den berechneten integralen Feldwerten wurde unter Anwendung von (3.76) die elliptischen Multipolkoeffizienten berechnet. Anschließend wurden daraus mithilfe der in (3.77) dargestellten Transformation die relativen kreisförmigen Multipole b_n und a_n auf dem Kreis mit den Referenzradius $R_{ref} = 40$ mm bestimmt.

Da zur Führung der geladenen Teilchen entlang einer in der xz -Ebene liegenden Kreisbahn ein homogenes, normal zu der Bahnebene verlaufendes Magnetfeld erforderlich ist,

sind die Magnetpole des SIS100 Dipolmagneten mit einem Abstand $\Delta y = 34$ mm parallel zur zentralen xz -Ebene mit $x = 0$, $z = 0$ angebracht. Durch derartige Anordnung der Magnetpole entsteht ein homogenes Magnetfeld mit den Komponenten $B_y \neq 0$ und $B_x = 0$. Aufgrund der auftretenden Feldverteilung werden die „skew“ Komponenten A_n des zweidimensionalen Feldes $\mathbf{B}(\mathbf{v})$ aus (3.66) gleich Null. Daher werden nur die „normalen“ also B_n Komponenten der Multipolentwicklung (3.66) zur Auswertung der Feldhomogenität in der Magnetapertur verwendet. Dabei dienen die nach (3.67) berechneten relativen Multipole b_n als quantitative Größe der Feldhomogenität. Aus den Symmetriebedingungen für $\mathbf{B}(\mathbf{v})$ folgt eine weitere Bedingung auf die Komponenten der Entwicklung (3.66). Demnach sind in der Multipolentwicklung nur die Komponenten mit den Indizes $n = m(2N+1)$ erlaubt, wobei m den Index der Hauptkomponente des Feldes bezeichnet und N ist eine beliebige positive ganze Zahl einschließlich der Null [39]. Im Fall eines Dipolmagneten sind somit nur die Komponenten mit den Indizes $n = 1, 3, 5, \dots$ zulässig, wobei die Komponente mit dem Index $n = 1$ die Hauptkomponente des Feldes angibt.

Um die Genauigkeit der mithilfe der unterschiedlichen Softwarepakete berechneten Felder in Hinsicht auf die Diskretisierung zu untersuchen, wurden in jedem der zur Feldberechnung eingesetzten Softwarepaketen jeweils zwei Simulationsreihen durchgeführt. Dabei wurde in einer der Simulationsreihen das Konvergenzverhalten der erzielten Lösungen im zweidimensionalen Fall analysiert. Die zweite Simulationsreihe diente der Untersuchung des Konvergenzverhaltens der Lösungen für dreidimensionale Modelle. Als quantitatives Kriterium für die Analyse der Genauigkeit der Feldberechnung in Hinsicht auf die Diskretisierung diente die relative Abweichung der an der Referenzellipse mit den Halbachsen $a = 57,5$ mm und $b = 30,0$ mm berechneten Feldwerte von einem Referenzwert. Da eine analytische Lösung der Gleichung (3.30) aufgrund der komplizierten Geometrie des SIS100 Dipol-Magneten und der vorhandenen Nichtlinearität des ferromagnetischen Jochs sowie der Anisotropie des Materials nicht gefunden werden kann, wird das Ergebnis der Berechnung am feinsten Gitter als Referenzwert verwendet. Die relative Abweichung δB ergibt sich zu

$$\delta B = \frac{|B - B^*|}{B^*}, \quad (4.3)$$

wobei B^* den Referenzwert der magnetischen Flussdichte bezeichnet.

4.3 Untersuchung der Feldhomogenität des SIS100 Dipolmagneten

4.3.1 Analyse der Feldqualität in 2D

Im Rahmen der Simulationsstudien zur Untersuchung der Homogenität der statischen Magnetfelder in der Apertur des SIS100 Dipolmagneten wurde zunächst die Feldverteilung in der zentralen xy -Ebene des Magneten betrachtet, die unter Verwendung der zweidimensionalen bzw. quasi-zweidimensionalen Modelle berechnet wurde. Dazu wurden bei

Leitertyp			
<i>unendlich dünn</i>	<i>kreisförmig</i>	<i>Rechteckleiter</i>	<i>Hohlleiter</i>
Freiheitsgrade	Freiheitsgrade	Freiheitsgrade	Freiheitsgrade
53 117	81 909	79 288	13 110
107 069	354 819	168 277	52 835
208 492	714 929	354 192	208 557
849 364	1 448 164	714 318	1 311 859
1 843 925	3 229 356	1 449 754	—
6 933 092	6 943 276	6 954 833	—

Tabelle 4.1: Anzahl der Freiheitsgrade die zur Berechnung des statischen Magnetfeldes auf Basis der quasi-zweidimensionalen und zweidimensionalen Modelle des Magneten mit unterschiedlichen Ansätzen zur Darstellung des Spulenkabels verwendet wurden. Die Modelle mit den unendlich dünnen Leitern, Leitern kreisförmigen Querschnitts und dem Rechteckleiter wurden mit CST EM STUDIOTM berechnet. Zur räumlichen Diskretisierung der quasi-zweidimensionalen Modelle wurde ein Tetraeder tetraedrisches Gitter verwendet. Das zweidimensionale Modell mit dem Hohlleiter wurde mit Vector Fields OPERA[®] berechnet. Die räumliche Diskretisierung des Modells erfolgte mit einem Gitter aus Dreiecken.

den Simulationen mit CST EM STUDIOTM drei Simulationsreihen auf Basis der im Abschnitt 4.1 vorgestellten quasi-zweidimensionalen Modelle des Magneten unter Verwendung unterschiedlicher Ansätze zur Darstellung der Spule durchgeführt. Das statische Magnetfeld wurde für die in der Tabelle 4.1 angegebenen Diskretisierungen berechnet.

Bei den analogen Simulationen mit Vector Fields OPERA[®] wurde die Feldverteilung in der zentralen xy -Ebene des Magneten an der Stelle $z = 0$ mithilfe des oben vorgestellten zweidimensionalen Modells des Magneten berechnet. Dabei wurden die in der Tabelle 4.1 in der Spalte „Hohlleiter“ gelisteten Diskretisierungen verwendet.

Die mit Hilfe der beiden Softwarepakete berechneten Werte der magnetischen Flussdichte wurden in der xy -Ebene an der Position $z = 0$ ausgewertet. Dabei wurde zunächst das Konvergenzverhalten der Lösungen untersucht. Dafür wurden die Werte der magnetischen Flussdichte auf der Referenzellipse unter Anwendung der im Abschnitt 4.2 beschriebenen Methode aus den berechneten Feldverteilungen abgeleitet. Als quantitatives Kriterium zur Bewertung der Genauigkeit der berechneten Felder diente die mit (4.3) berechnete relative Abweichung δB_x und δB_y der x - und y -Komponenten des Feldes an der Referenzellipse von einem Referenzwert. Als der Referenzwert wurde die Lösung am feinsten Gitter genommen.

Die Analyse der Simulationsergebnisse, die unter Verwendung von CST EM STUDIO erzielt wurden, zeigt, dass die Lösungen für die quasi-zweidimensionalen Modelle des Magneten, bei denen das Spulenkabel durch die infinitesimal dünnen Leiter oder durch einen Rechteckleiter approximiert wurde, ein stabiles Konvergenzverhalten mit einer Konvergenzrate von 1 aufweisen. Die Lösungen für das Modell, bei dem zur Modellierung der Spule die Leiter kreisförmigen Querschnitts verwendet wurden, zeigt ein instabiles Konvergenzverhalten, wie in der Abbildung 4.8 auf Seite 42 zu sehen ist.

Die Ursache der schwachen Konvergenz der Lösungen liegt hier in der nicht ausre-

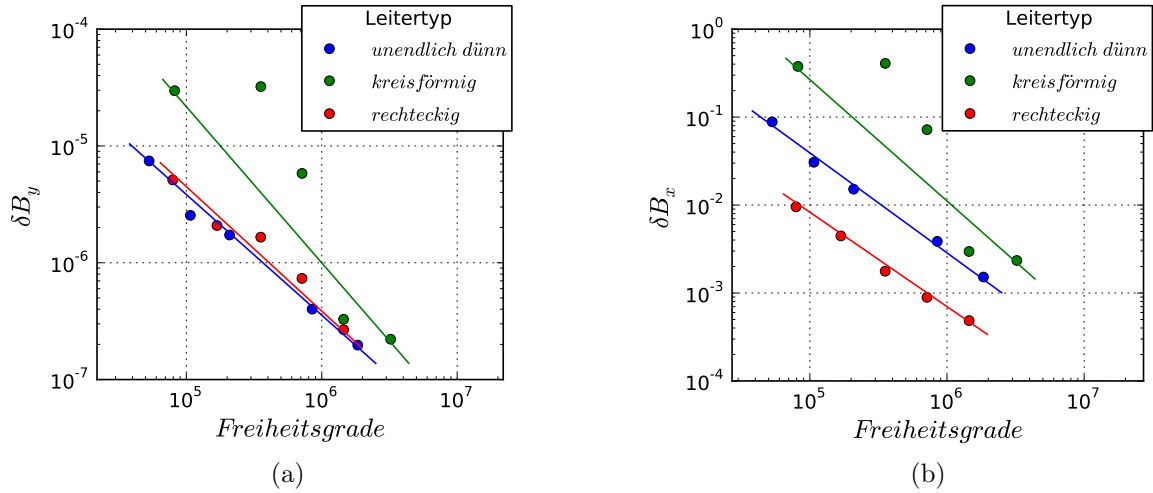


Abbildung 4.8: Das Konvergenzverhalten der numerischen Lösungen für die quasi-zweidimensionalen Modelle des Magneten mit unterschiedlichen Ansätzen zur Modellierung der Spulenabels. Die doppeltlogarithmisch aufgetragene relative Abweichung der x - und y -Komponenten der magnetischen Flussdichte von einem Referenzwert ist in Abhängigkeit von der Anzahl der zur Lösung des Problems verwendeten Freiheitsgrade dargestellt. Als Referenzwert dienten die jeweiligen Lösungen am feinsten Gitter mit $6 \cdot 10^7$ Freiheitsgraden. (a) Relative Abweichung der B_y -Komponente. (b) Relative Abweichung der B_x -Komponente. Die Feldsimulationen wurden mit CST EM STUDIOTM durchgeführt. Das statische Magnetfeld wurde für den Anregungsstrom von 24 kA pro Spulenhälfte berechnet, die Größe des erzeugten Feldes in der Magnetapertur beträgt 0,9 T.

ichenden Diskretisierung der Spulenelemente. Da die Durchführung der Konvergenzstudien den Einsatz homogener Gitter zur Diskretisierung des Rechengebiets voraussetzt, werden in der Regel alle Elemente des Modells in viele annähernd gleich große Gitterzellen zerlegt. Im Fall eines komplexen Objekts, das aus vielen Elementen stark unterschiedlicher Größen besteht, kann das zu einer schwachen räumlichen Auflösung der kleinen Elemente führen oder in einer großen Erhöhung der Anzahl von Gitterzellen resultieren. Bei dem Aufbau eines homogenen Gitters mithilfe des CST Meshgenerators wird die Länge der Raumdiagonale des gesamten Rechengebiets als Bezugsgröße zur Berechnung der Kantenlänge der Gitterzellen verwendet [54]. Beim betrachteten quasi-zweidimensionalen Modell des Magneten beträgt der Durchmesser der einzelnen zylindrischen Elemente, die zur Modellierung der Spule eingesetzt wurden, 7 mm. Die Länge der Raumdiagonale des Rechengebiets ist 1414 mm. Demzufolge entstehen bei einer relativ groben Diskretisierung mit 20561 Tetraedern Gitterelemente mit der mittleren Kantenlänge 3 mm, wodurch ein Spulenelement kreisförmigen Querschnitts lediglich durch vier Dreiecke approximiert wird. Die Untersuchungen zeigen, dass eine Halbierung der mittleren Kantenlänge erst bei einer Erhöhung der Anzahl der Gitterzellen um den Faktor vier auftritt. Diese Abhängigkeit spiegelt sich im Verlauf der dem Modell zugehörigen Kurve in der Abbildung 4.8 wider. Die großen Unterschiede in den Größen der Elemente des zu untersuchenden Objekts machen daher eine Konvergenzstudie nur bedingt möglich. Viel deutlicher wird das Problem mit der Diskretisierung der Spulenelemente bei

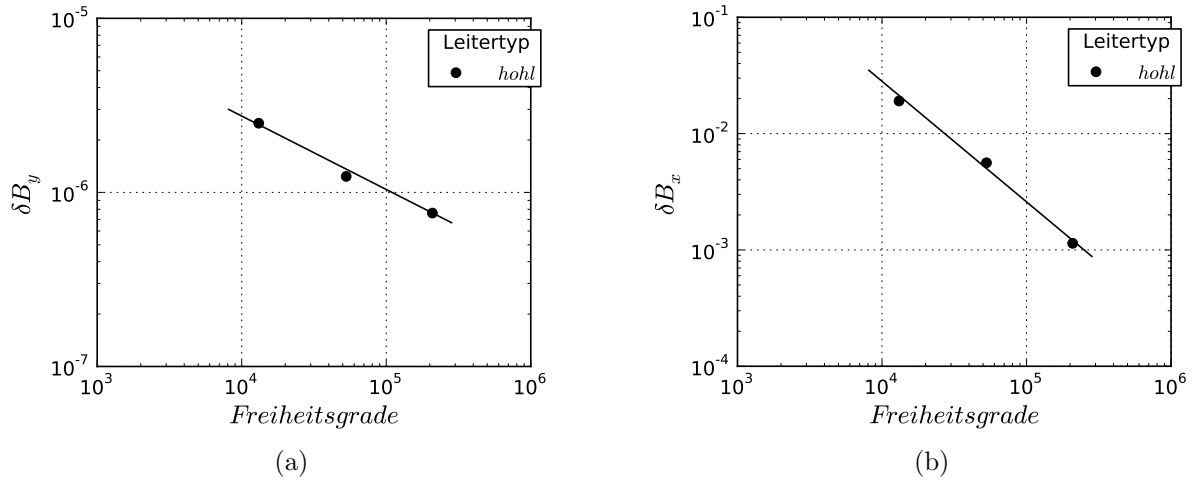


Abbildung 4.9: Das Konvergenzverhalten der numerischen Lösungen für das zweidimensionale Modell des Magneten unter Verwendung des Hohlleiters zur Modellierung der Spule. Die doppellogarithmisch aufgetragene relative Abweichung der x - und y -Komponenten der magnetischen Flussdichte von einem Referenzwert ist in Abhängigkeit von der Anzahl der zur Lösung des Problems verwendeten Freiheitsgrade dargestellt. Als Referenzwert dient die Lösung am feinsten Gitter mit 10^6 Freiheitsgraden. (a) Relative Abweichung der B_y -Komponente. (b) Relative Abweichung der B_x -Komponente. Die Feldsimulationen wurden mit Vector Fields OPERA[®] durchgeführt. Das statische Magnetfeld wurde für den Anregungsstrom von 24 kA pro Spulenhälfte berechnet, die Größe des erzeugten Feldes in der Magnetapertur beträgt 0,9 T.

der Betrachtung eines dreidimensionalen Modells des Magneten. In diesem Fall entsteht eine zusätzliche Schwierigkeit bei der räumlichen Diskretisierung der Spule mit Gittern auf Basis von Tetraedern. Da die Länge eines Leiters auch bei einem verkürzten Modell um einen Faktor 100 größer als ihr Durchmesser ist, wird die Verwendung unregelmäßiger Gitter unausweichlich.

Bei der Analyse der Simulationsergebnisse für das zweidimensionale Modell, die mit Vectorfield OPERA 2D erzielt wurden, konnte ein Konvergenzverhalten mit einer Konvergenzrate von 0,4 im Fall der y -Komponente des Magnetfeldes und der Konvergenzrate von 1 für die x -Komponente des Feldes, siehe Abb. 4.9, festgestellt werden.

Als nächstes wurde die Auswirkung der verwendeten Ansätze zur Darstellung der Spule auf die Feldverteilung in der vom Teilchenstrahl durchquerten Region analysiert. Da im SIS100 dieser Bereich einen elliptischen Querschnitt hat, wurden die im Abschnitt 3.2.3 vorgestellten elliptischen Multipole zur Beschreibung der Feldqualität in der Apertur des Dipolmagneten eingesetzt. Diese wurden aus den bereits berechneten Werten B_x und B_y auf der Referenzellipse mithilfe von (3.75) bestimmt. Anschließend wurden die elliptischen Multipole unter Anwendung von (3.77) in kreisförmige Multipole auf einem Referenzkreis mit Radius 40 mm transformiert. Die letzteren wurden als quantitatives Kriterium für die Auswertung der Feldhomogenität in der zu untersuchenden Region verwendet.

Die Analyse der Feldverteilung in der Apertur des Magneten für die zentrale

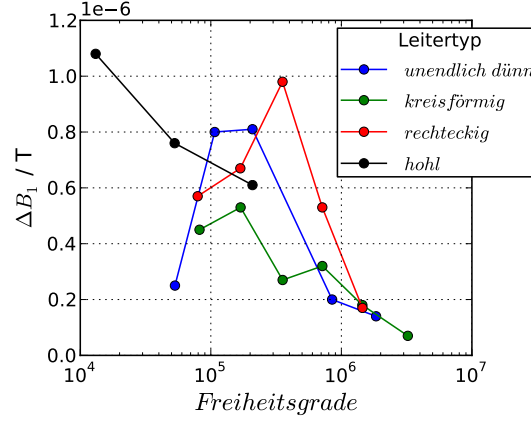


Abbildung 4.10: Ergebnisse der Feldsimulationen auf Basis der quasi-zweidimensionalen und zweidimensionalen Modelle des Dipolmagneten mit den unterschiedlichen Ansätzen zur Darstellung des Spulenkabels. Die absolute Abweichung ΔB_1 der Hauptkomponente B_1 des Magnetfeldes in der Apertur des Dipolmagneten von einem Referenzwert ist in Abhängigkeit von den bei der Feldsimulationen verwendeten Freiheitsgraden aufgetragen. Als Referenzwert dient die Lösung am feinsten Gitter. Dabei wurden die quasi-zweidimensionalen Modelle mit den unendlich dünnen Leitern, Leitern kreisförmigen Querschnitts sowie dem Rechteckleiter mit CST EM STUDIOTM berechnet. Das zweidimensionale Modell mit dem Hohlleiter wurde mit Vector Fields OPERA[®] berechnet. Das statische Magnetfeld wurde für den Anregungsstrom von 24 kA pro Spulenhälfte berechnet, die Größe des erzeugten Feldes in der Magnetapertur beträgt 0,9 T.

xy -Ebene mit $z = 0$ hat gezeigt, dass die Feldsimulationen unter Verwendung unterschiedlicher Ansätze zur Darstellung der Spulenelemente nahe zu identische Ergebnisse in Hinblick auf die harmonischen Komponenten des Feldes liefern. Der Unterschied zwischen den berechneten Werten der Dipolkomponente des Feldes für die vier untersuchten Modelle liegt im Bereich 10^{-7} T. Die Auswirkung der eingesetzten Diskretisierungen auf die Dipolkomponente des Feldes, die bei einem Dipolmagneten der Hauptkomponente des erzeugten Feldes entspricht, wurde anhand der absoluten Abweichung

$$\Delta B_1 = |B_1 - B_1^*| \quad (4.4)$$

der jeweiligen Komponente B_1 von einem Referenzwert B_1^* bewertet. Als Referenzwert B_1^* dient der Wert der Dipolkomponente des am feinsten Gitter berechneten Feldes. Wie in Abbildung 4.10 zu sehen ist, liegt der Wert der absoluten Abweichung für alle betrachteten Modelle im Bereich von 10^{-6} T. Vergleicht man die Werte der Hauptkomponente des Feldes, die für das Modell berechnet wurden, bei dem ein Rechteckleiter zur Modellierung der Spule eingesetzt wurde, mit dem Wert für das Modell, bei dem die Spule anhand der acht Hohlleiter dargestellt wurde, so bekommt man eine absolute Abweichung zwischen den Werten, die im Bereich von 10^{-6} T liegt, siehe Tabelle 4.2.

Die Analyse der höheren harmonischen Komponenten des Feldes zeigt, dass bei einer ausreichenden Diskretisierung die absolute Abweichung zwischen den Werten der Sextupolkomponente b_3 , die für die Modelle mit den unterschiedlichen Darstellungen der Spule berechnet wurden, im Bereich von 0,02 units liegt, siehe Abb.4.11(a) auf

Leitertyp	Freiheitsgrade	B_1 T	b_3 units	b_5 units	b_7 units
unendlich dünn	1 843 925	0.89127311	0.0899	-0.1956	-0.0929
kreisförmig	1 448 164	0.89127313	0.0896	-0.1965	-0.0929
rechteckig	1 449 754	0.89127391	0.1001	-0.2035	-0.1667
hohl	208 557	0.89231597	0.0675	-0.2035	-0.0942

Tabelle 4.2: Ergebnisse der Feldsimulationen auf Basis der quasi-zweidimensionalen und zweidimensionalen Modelle des Dipolmagneten mit unterschiedlichen Ansätzen zur Modellierung des Spulenkabels. Die Werte der Hauptkomponente B_1 sowie der höheren relativen harmonischen Komponenten b_3 , b_5 und b_7 des Feldes $\mathbf{B}(\mathbf{v})$ sind auf einem Referenzkreis mit dem Radius $R_{ref} = 40$ mm angegeben. Die Modelle mit den unendlich dünnen Leitern, Leitern kreisförmigen Querschnitts sowie dem Rechteckleiter wurden mit CST EM STUDIOTM und das Modell mit dem Hohlleiter wurde mit Vector Fields OPERA[®] berechnet.

Seite 46. Die Werte der Dekapolkomponente b_5 zeigen ein ähnliches Verhalten wie in Abbildung 4.11(b) zu sehen ist. Die Werte der harmonischen Komponenten noch höherer Ordnungen zeigen eine etwas stärkere Streuung, die durch die Ausführung der Spule bedingt ist. Das liegt daran, dass der Einfluss der Spulengeometrie bzw. der von einzelnen Leitern induzierten Felder auf die hauptsächlich durch das massive Eisenjoch des Magneten bestimmte Feldverteilung erst bei harmonischen Koeffizienten höherer Ordnungen bemerkbar wird. Der Unterschied zwischen den Werten von b_7 , die für die Magnetmodelle mit acht Windungen pro Spulenhälfte berechnet wurden und dem Wert, der für das Modell mit einer Windung aus dem Rechteckleiter berechnet wurde, beträgt 0,07 units, siehe Abb. 4.11 (c). Die Größe der auftretenden absoluten Fehler für b_3 , b_5 und b_7 ist um einen Faktor 10 kleiner als die Größe der zu erwartenden Effekte, die durch Fertigungsfehler bei der Magnetproduktion entstehen können [58]. Daraus lässt sich schließen, dass trotz der eingesetzten Vereinfachungen im Design des Spulenkabels die betrachteten quasi-zweidimensionalen Modelle des untersuchten Magneten die Verteilung der magnetischen Flussdichte in seiner zentralen xy -Ebene in der zur Strahlführung vorgesehenen Region mit ausreichender Genauigkeit wiedergeben und können deswegen in Feldsimulationen zur Abschätzung der Feldqualität verwendet werden. Im Hinblick auf die Feldqualität liefern die untersuchten Modelle des Dipolmagneten in seiner zentralen xy -Ebene ein homogenes Magnetfeld von 0,9 T, das für die Modelle mit acht Windungen pro Spulenhälfte dem homogenen konstanten Anregungsstrom von 3 kA und für das Modell mit einer Windung pro Spulenhälfte dem Anregungsstrom von 24 kA pro Windung entspricht. Die Größe der relativen Sextupolkomponente b_3 und Dekapolkomponente b_5 des angeregten Feldes liegt im Bereich von 0,8 units bzw. -0,2 units und befinden sich damit deutlich unter dem Grenzwert von 6 units, der für die relativen harmonischen Komponenten des Feldes der Strahlführungsmagnete für SIS100 festgelegt wurde.

Um die Eigenschaften der magnetischen Flussdichte in der Apertur des Magneten in Bezug auf die longitudinale Feldverteilung zu untersuchen, wurden weitere Simulationen auf Basis von dreidimensionalen Modellen des Magneten durchgeführt.

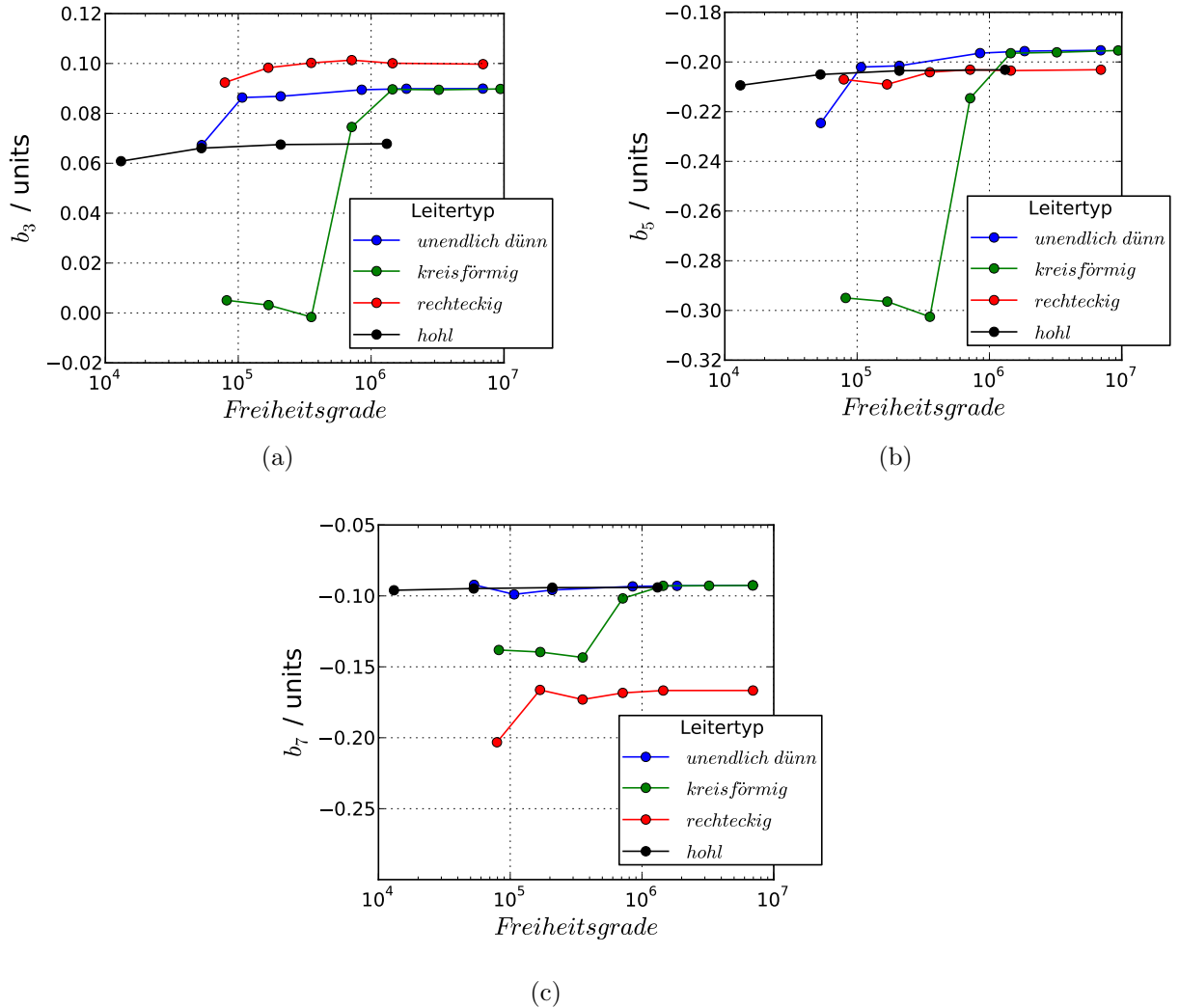


Abbildung 4.11: Ergebnisse der Feldsimulationen auf Basis der quasi-zweidimensionalen und zweidimensionalen Modelle des Dipolmagneten mit den unterschiedlichen Ansätzen zur Modellierung des Spulenkabels. Die Werte der relativen kreisförmigen Multipole b_3 , b_5 und b_7 auf einem Referenzkreis mit dem Radius $R_{ref} = 40$ mm sind in Abhängigkeit von den bei der Feldsimulationen verwendeten Freiheitsgraden dargestellt. Dabei wurden die quasi-zweidimensionalen Modelle mit den unendlich dünnen Leitern, Leitern kreisförmigen Querschnitts sowie dem Rechteckleiter mit CST EM STUDIOTM berechnet. Das zweidimensionale Modell mit dem Hohlleiter wurde mit Vector Fields OPERA[®] berechnet. Das statische Magnetfeld wurde für den Anregungsstrom von 24 kA pro Spulenhälfte berechnet, die Größe des erzeugten Feldes in der Magnetapertur beträgt 0,9 T.

4.3.2 Analyse der Feldqualität in 3D

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Feldsimulationen auf Basis der im Abschnitt 4.1 dargestellten dreidimensionalen Modelle des Dipolmagneten vorgestellt. Die mit Hilfe unterschiedlicher numerischer Methoden berechneten statischen Magnetfelder werden in Hinsicht auf die Homogenität der magnetischen Flussdichte in der Aper-

Leitertyp	
<i>Rechteckleiter</i>	<i>Hohlleiter</i>
Freiheitsgrade	Freiheitsgrade
2 528 785	163 646
5 390 071	1 446 937
11 024 571	3 788 374
42 584 600	10 007 849

Tabelle 4.3: Anzahl der Freiheitsgrade die zur Berechnung des statischen Magnetfeldes auf Basis der dreidimensionalen Modelle des Magneten mit den unterschiedlichen Geometrien des Leiters zur Modellierung der Spule verwendet wurden. Die Feldsimulationen für das Modell mit dem Rechteckleiter wurden mit CST EM STUDIOTM durchgeführt. Zur räumlichen Diskretisierung des Rechengebiets wurde ein Gitter auf Basis von Tetraedern verwendet. Die Feldsimulationen für das Modell mit dem Hohlleiter wurde mit Vector Fields OPERA[®] durchgeführt. In diesem Fall wurde ein kubisches Gitter zur räumlichen Diskretisierung des Rechengebiets verwendet.

tur des Magneten untersucht. Außerdem wird das Konvergenzverhalten der erzielten numerischen Lösungen analysiert.

Zur Untersuchung der räumlichen Verteilung der magnetischen Flussdichte in der Apertur des SIS100 Dipolmagneten wurden zwei Simulationsreihen durchgeführt. Im Rahmen der Simulationen mit CST EM STUDIOTM wurde das verkürzte, 0,7 m lange, Modell des Magneten mit einer vereinfachten Spulengeometrie, siehe Abb.4.4, verwendet. Dabei wurden in jeder Spulenhälfte die acht Windungen aus dem Nuclotronkabel durch eine Windung mit einem Rechteckleiter ersetzt. Für die Simulationen mit Vector Fields OPERA[®] wurde ein Modell gleicher Größe benutzt, bei dem in jeder Spulenhälfte die acht Windungen aus dem Nuclotronkabel durch Hohlleiter dargestellt wurden.

Zunächst wurde die Genauigkeit der numerischen Lösungen in Hinsicht auf die eingesetzte räumliche Diskretisierung des Rechengebiets analysiert. Als quantitatives Kriterium für die Bewertung der Genauigkeit der berechneten Feldwerte diente der relative Fehler der Werte der magnetischen Flussdichte (4.3). Für die Berechnung des absoluten Fehlers wurden die Werte der x - und y -Komponente des Feldes auf der Referenzellipse mit den Halbachsen $a = 57,5$ mm und $b = 30,0$ mm verwendet.

Die Analyse der Simulationsergebnisse zeigt, dass die Lösungen für beide Modelle eine stabile Konvergenz aufweisen, wobei die Konvergenzrate der Lösungen für das Modell mit der vereinfachten Spule bei 1,6 liegt und die Konvergenzrate für das Modell mit der originalen Spule 0,9 ist, siehe Abb.4.12 auf Seite 48.

Um die Homogenität der berechneten Felder zu bewerten, wurde die Feldverteilung in der Apertur des Magneten entlang der z -Achse betrachtet. Dabei wurde die Feldqualität im zentralen Teil des Magneten bzw. im Bereich mit der invarianten Verteilung der magnetischen Flussdichte in Bezug auf die xy -Ebene und in seinen Endbereichen ausgewertet. Dazu wurde das integrale Feld unter Verwendung von (4.1) und (4.2) berechnet. Die Integrationsgrenzen für den zentralen Teil des Magneten wurden an den Stellen $z_{c1} = -70$ mm, $z_{c2} = 70$ mm und die Grenzen für die Endbereiche an den Stellen

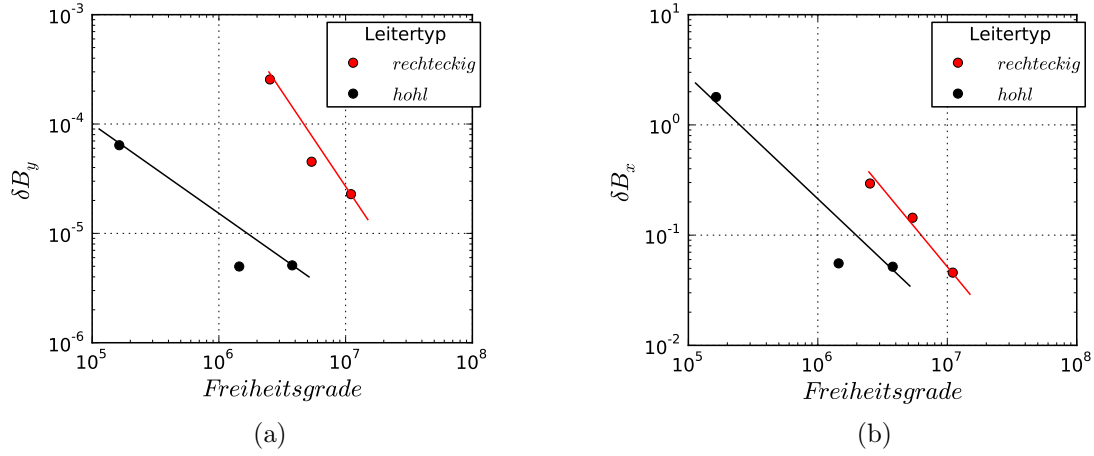


Abbildung 4.12: Das Konvergenzverhalten der numerischen Lösungen für die dreidimensionalen Modelle des Dipolmagneten mit unterschiedlichen Ansätzen zur Modellierung des Spulenkabels. Die doppellogarithmisch aufgetragene relative Abweichung der x - und y -Komponenten der magnetischen Flussdichte von einem Referenzwert ist in Abhängigkeit von der Anzahl der zur Lösung des Problems verwendeten Freiheitsgrade dargestellt. Als Referenzwert dient die die jeweiligen Lösungen auf dem feinsten Gitter. (a) Relative Abweichung der y -Komponente des Feldes. (b) Relative Abweichung der x -Komponente des Feldes. Das statische Magnetfeld wurde für den Anregungsstrom von 24 kA pro Spulenhälfte berechnet, die Größe des erzeugten Feldes in der Magnetapertur beträgt 0,9 T.

$z_{e1} = 70$ mm und $z_{e2} = 687$ mm gesetzt.

Die Analyse der integralen Feldverteilung im zentralen Teil des Magneten zeigt, dass der Unterschied in den Werten der Hauptkomponente des Feldes, die auf Basis der numerischen Lösungen für die Magnetmodelle mit den unterschiedlichen Spulengeometrien berechnet wurden, im Bereich von 10^{-6} T liegt, siehe Abb.4.13 sowie Tabelle 4.4. Die integralen Werte der relativen Sextupol- und Dekapolkomponenten des Feldes für die betrachteten Modelle unterscheiden sich um 0,02 units, was auch der Abbildung 4.14(a),(b) auf Seite 49 entnommen werden kann. Die absolute Abweichung zwischen den Werten der siebten relativen harmonischen Komponente b_7 des Feldes beträgt 0,07 units, siehe Abb. 4.14(c).

Leitertyp	z -Position mm	Freiheitsgrade	B_{1c} T	b_{3c} units	b_{5c} units	b_{7c} units
rechteckig	$z \in [0;70]$	42 584 600	0.89122639	0.1014	-0.2071	-0.1683
hohl	$z \in [0;70]$	10 007 849	0.89126935	0.0765	-0.2010	-0.0925

Tabelle 4.4: Ergebnisse der Feldsimulationen auf Basis der dreidimensionalen Modelle des Dipolmagneten mit unterschiedlichen Ansätzen zur Modellierung des Spulenkabels. Integrale Werte der Hauptkomponente B_1 und der höheren relativen harmonischen Komponenten b_3 , b_5 und b_7 des Feldes $\mathbf{B}(\mathbf{v})$ auf einem Referenzkreis mit dem Radius $R_{ref} = 40$ mm. Die Werte sind für den zentralen Bereich des Magneten angegeben. Das Modell mit dem rechteckigen Leiter wurden mit CST EM STUDIOTM und das Modell mit dem Hohlleiter wurde mit Vector Fields OPERA[®] berechnet.

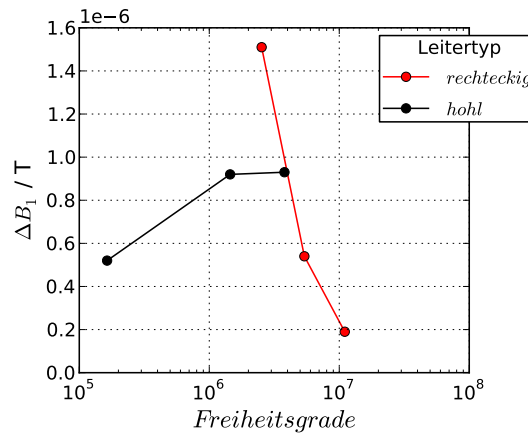


Abbildung 4.13: Ergebnisse der Feldsimulationen auf Basis der dreidimensionalen Modelle des Dipolmagneten mit den unterschiedlichen Ansätzen zur Modellierung des Spulenkabels. Die absolute Abweichung ΔB_1 der Hauptkomponente B_1 des Magnetfeldes in der Apertur des Magneten von einem Referenzwert ist in Abhängigkeit von der Anzahl der bei den Feldsimulationen verwendeten Freiheitsgrade dargestellt. Als Referenzwert dient die Lösung am feinsten Gitter. Dabei wurde das Modell mit dem Rechteckleiter mit CST EM STUDIOTM und das Modell mit dem Hohlleiter mit Vector Fields OPERA[®] berechnet.

Um zu überprüfen ob die Feldverteilung im betrachteten Bereich des Magneten der angenommenen Näherung eines zweidimensionalen Feldes genügt, wurden die berechneten integralen Werte der Feldkomponenten B_1 , b_3 , b_5 und b_7 mit den Werten gleichnamigen Feldkomponenten verglichen, die für die zentrale xy -Ebene des Magneten anhand der Simulationsergebnisse für die zweidimensionalen und quasi-zweidimensionalen Modelle berechnet wurden. Das Vergleich zeigt, dass für die angesprochenen Bereiche die Werte der Hauptkomponente des Feldes B_1 mit einer Genauigkeit von 10^{-5} T und die Werte der relativen Sextupol-, Dekapol- und der siebten harmonischen Komponente des Feldes mit einer Genauigkeit von 0,04 units oder $4 \cdot 10^{-6}$ T übereinstimmen. Die Werte der Hauptkomponente des Feldes sowie der relativen harmonischen Komponenten, die anhand der Feldsimulationen auf Basis der zwei- und dreidimensionalen Modelle des Magneten unter Verwendung des Rechteckleiters zur Modellierung der Spule berechnet wurden, sind in der Tabelle 4.5 auf Seite 53 angegeben. Die entsprechenden Werte für die zwei- und dreidimensionalen Modelle des Magneten, in welchen Hohlleiter zur Modellierung der Spule verwendet wurde, sind in der Tabelle 4.6 auf Seite 53 zusammengefasst. Die vorliegende Übereinstimmung der integralen Werte der Hauptkomponente des Feldes sowie der relativen harmonischen Komponenten b_3 , b_5 und b_7 zeigt, dass die Feldverteilung im ausgewählten Bereich der Näherung eines zweidimensionalen Feldes genügt und somit anhand der Feldverteilung in der zentralen xy -Ebene des Magneten mit ausreichender Genauigkeit beschrieben werden kann.

Als nächstes wurde die Feldqualität am Magnetende im Bereich $z \in [70; 687]$ mm ausgewertet. In Abbildungen 4.15 und 4.16 auf Seiten 51 und 52 sind die integralen Werte der relativen harmonischen Komponenten des Feldes $\mathbf{B}(\mathbf{v})$ sowie die absolute Abweichung der Werte der Hauptkomponente des Feldes von dem auf dem feinsten Gitter

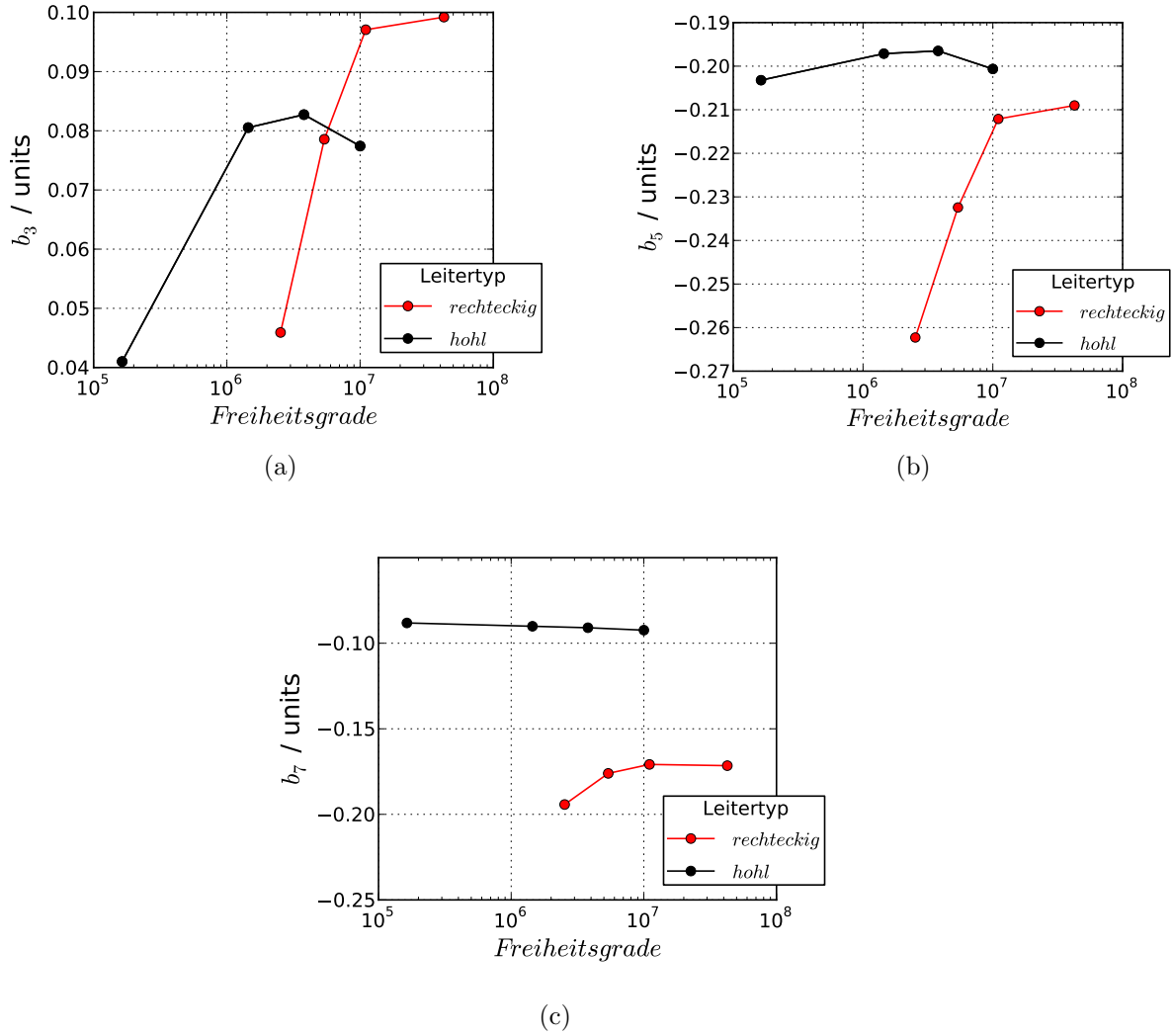


Abbildung 4.14: Ergebnisse der Feldsimulationen auf Basis der dreidimensionalen Modelle des Dipolmagneten mit den unterschiedlichen Ansätzen zur Modellierung des Spulenkabels. In den Abbildungen (a), (b) und (c) sind die integrale Werte der relativen kreisförmigen Multipole b_3 , b_5 und b_7 in Abhängigkeit von den bei den Feldsimulationen eingesetzten Freiheitsgraden gezeigt. Die integralen Werte der Multipole sind für den zentralen Teil des Dipolmagneten mit $z \in [0;70]$ mm auf einem Referenzkreis mit dem Radius $R_{ref} = 40$ mm berechnet. Die Feldsimulationen für das Modell mit dem Rechteckleiter wurden mit CST EM STUDIOTM und für das Modell mit dem Hohlleiter mit Vector Fields OPERA[®] ausgeführt. Das statische Magnetfeld wurde für den Anregungsstrom von 24 kA pro Spulenhälfte berechnet, die Größe des erzeugten Feldes in der Magnetapertur beträgt 0,9 T.

berechneten Wert B_1 in Abhängigkeit von den eingesetzten Diskretisierungen präsentiert.

Man sieht, dass die Feldsimulationen auf Basis der dreidimensionalen Modelle des Dipolmagneten unter Verwendung unterschiedlicher Ansätze zur Darstellung der Spule ähnliche Ergebnisse im Hinblick auf die harmonischen Komponenten des Feldes liefern. Unter Anwendung ausreichender Diskretisierungen weichen die berechneten Werte der

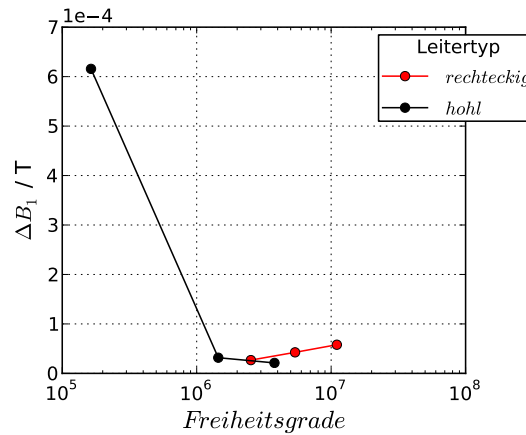


Abbildung 4.15: Ergebnisse der Feldsimulationen auf Basis der dreidimensionalen Modelle des Dipolmagneten mit unterschiedlichen Ansätzen zur Modellierung des Spulenkabels. Die absolute Abweichung ΔB_1 der Hauptkomponente B_1 des Magnetfeldes in der Apertur des Dipolmagneten von einem Referenzwert ist in Abhängigkeit von der Anzahl der bei den Feldsimulationen verwendeten Freiheitsgrade dargestellt. Als Referenzwert dient die Lösung am feinsten Gitter. Dabei wurde das Modell mit dem Rechteckleiter mit CST EM STUDIOTM und das Modell mit dem Hohlleiter mit Vector Fields OPERA[®] berechnet.

Hauptkomponente des Feldes um 10^{-5} T voneinander ab, siehe Abb.4.15(a). Der Unterschied zwischen den Werten der relativen harmonischen Komponenten b_3 , b_5 und b_7 , die für das Modell mit dem Ansatz des Rechteckleiters zur Modellierung der Spule berechnet wurden, und den berechneten Werten jeweiliger Feldkomponenten für das Modell mit der Spule aus Hohlleitern beträgt 1 unit, siehe Abb. 4.16(a),(b) und (c) sowie Tabelle 4.7 auf Seite 53.

Die Analyse der Ergebnisse der Feldsimulationen zeigt, dass die Verteilung des statischen Magnetfeldes in der Apertur des zu untersuchenden Magneten mittels beider verwendeten Softwarepakete mit der erforderlichen Genauigkeit dargestellt wird. Basierend auf den Ergebnissen der Analyse der harmonischen Komponenten des Feldes in der Magnetapertur in den in Bezug auf die Längsachse unterschiedlichen Bereichen des Magneten lässt sich schließen, dass die Feldverteilung in der zur Führung des Teilchenstrahls relevanten Region mit Hilfe der Feldsimulationen auf Basis eines Magnetmodells mit der vereinfachten Darstellung der Spule bzw. durch die Approximation einer Spule aus mehreren Windungen des Leiters kreisförmigen Querschnitts mit einer Spule aus einer Windung aus Rechteckleiter mit ausreichender Genauigkeit beschrieben werden kann.

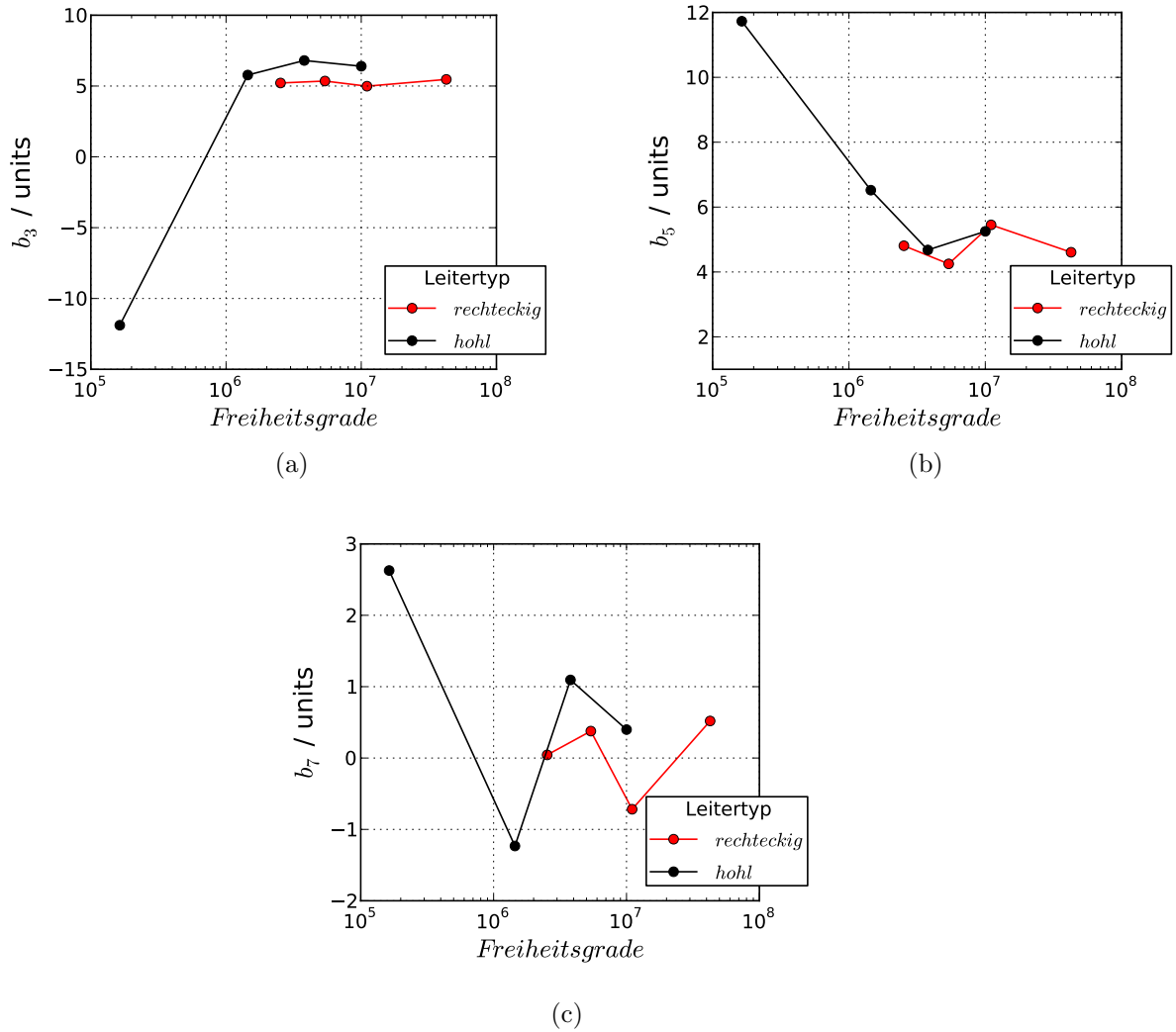


Abbildung 4.16: Ergebnisse der Feldsimulationen auf Basis der dreidimensionalen Modelle des Dipolmagneten mit den unterschiedlichen Ansätzen zur Modellierung des Spulenkabels. In den Abbildungen (a), (b) und (c) sind die integrale Werte der relativen kreisförmigen Multipole b_3 , b_5 und b_7 in Abhängigkeit von der Anzahl der bei den Feldsimulationen eingesetzten Freiheitsgrade dargestellt. Die integralen Werte der Multipole sind für den Endstück des Dipolmagneten mit $z \in [70; 687]$ mm auf einem Referenzkreis mit dem Radius $R_{ref} = 40$ mm berechnet. Dabei wurde das Modell mit dem Rechteckleiter mit CST EM STUDIOTM und das Modell mit dem Hohlleiter mit Vector Fields OPERA[®] berechnet.

Rechteckleiter	z -Position mm	Freiheitsgrade	B_1 T	b_3 units	b_5 units	b_7 units
2D Modell	$z=0$	1 449 754	0.891274	0.100	-0.203	-0.167
3D Modell	$z \in [0;70]$	42 584 600	0.891226	0.101	-0.207	-0.168

Tabelle 4.5: Die Werte der Hauptkomponente des Feldes $\mathbf{B}(\mathbf{v})$ sowie der höheren relativen harmonischen Komponenten für das Modell des Magneten mit dem Einsatz des Rechteckleiters zur Modellierung der Spule. Die Werte sind am Referenzkreis mit dem Radius 40 mm gegeben. Die Feldsimulationen wurden mit CST EM STUDIOTM ausgeführt.

Hohlleiter	z -Position mm	Freiheitsgrade	B_1 T	b_3 units	b_5 units	b_7 units
2D Modell	$z=0$	208 557	0.892315	0.068	-0.203	-0.094
3D Modell	$z \in [0;70]$	10 007 849	0.891269	0.076	-0.201	-0.092

Tabelle 4.6: Werte der Hauptkomponente des Feldes $\mathbf{B}(\mathbf{v})$ sowie der höheren relativen harmonischen Komponenten für das Modell des Magneten mit dem Einsatz des Hohlleiters zur Modellierung der Spule. Die Werte sind am Referenzkreis mit dem Radius 40 mm gegeben. Die Feldsimulationen wurden mit Vector Fields OPERA[®] ausgeführt.

Leitertyp	Freiheitsgrade	B_{1c} T	b_{3c} units	b_{5c} units	b_{7c} units
rechteckig	42 584 600	0.45842101	5.4678	4.6074	0.5191
hohl	10 007 849	0.45897482	6.3979	5.2522	0.3984

Tabelle 4.7: Integrale Werte der Hauptkomponente und der höheren relativen harmonischen Komponenten des Feldes $\mathbf{B}(\mathbf{v})$ in Endbereichen des Magneten in der Region mit der stark ausgeprägten longitudinalen Komponente der magnetischen Flussdichte. Die Werte sind für die dreidimensionalen Modelle des Magneten mit unterschiedlichen Geometrien des Leiters zur Modellierung der Spule berechnet. Der Referenzradius beträgt 40 mm. Dabei wurde das Modell mit dem Rechteckleiter mit CST EM STUDIOTM und das Modell mit dem Hohlleiter mit Vector Fields OPERA[®] berechnet.

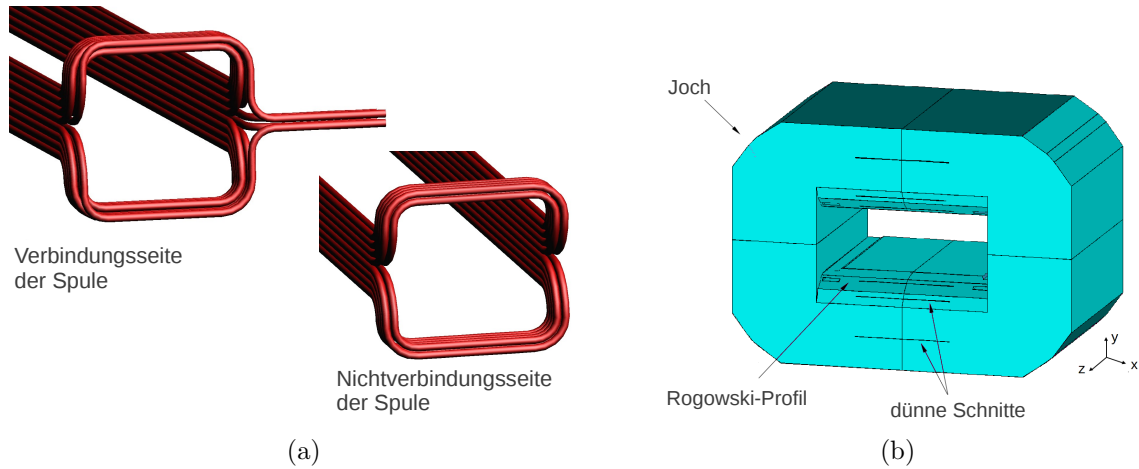


Abbildung 4.17: Veranschaulichung einzelner Elemente des 3D Modells des Prototyp-Dipolmagneten für SIS100. (a) Spulenkröpfung und (b) Rogowski-Profil an den Magnetenden.

4.3.3 Auswertung der Feldqualität des ersten Prototyp Dipolmagneten des SIS100

Im Anschluss an die vorgestellten Simulationsstudien wird hier die Qualität des statischen Magnetfeldes in der Apertur des ersten Prototyp-Dipolmagneten des SIS100 untersucht. Dazu werden die Ergebnisse der in [59] dargestellten Feldsimulationen auf Basis des vollständigen dreidimensionalen Modells des Magneten verwendet. In diesen Simulationen wurde beim Aufbau des Modells das in der Abbildung 4.1(b) dargestellte Design der Spule benutzt. Um die Auswirkung der Felder von Verbindungskabeln zwischen zwei benachbarten Magneten im Ring auf die Feldverteilung in den Endbereichen des Magneten zu untersuchen, wurden an einer Seite der Spule dem Design des Magneten getreue Verbindungselemente zugefügt, siehe Abb. 4.17(a). Das Spulenkabel wurde anhand des Hohlleiters mit dem Innenradius von 2,5 mm und dem Außenradius von 3,5 mm modelliert. Bei der Modellierung des zentralen Teils des 2,73 m langen Magnetjochs wurde, wie auch in den oben vorgestellten Simulationen, das in der Abbildung 4.2(b) gezeigte Design der Jochlamelle verwendet. Die Lamellen in den Endbereichen des Jochs wurden im Laufe der Entwicklungsphase modifiziert.

Da aufgrund der Geometrie des Spulenkopfs in den Endbereichen des Jochs eine senkrecht zur Laminierungsebene verlaufende Komponente der magnetischen Flussdichte auftritt, die an dieser Stelle starke Wirbelströme verursacht, wurden an den Lamellen in den Endteilen des Jochs zusätzliche schmale horizontale Schnitte eingeführt, siehe Abb. 4.17(b). Diese Schnitte dienen der Verringerung der Wirbelströme im betroffenen Bereich. Zusätzlich zu den eingeführten Änderungen im Lamellendesign wurde auch das Profil der Magnetpole an den Jochenden optimiert. Um die integrale Feldqualität im Bezug auf die Strahlachse z zu verbessern, wurden die Magnetpole an den Endteilen des Magneten zu einem Rogowski-Profil geformt, siehe Abb. 4.17(b).

Beim Aufbau des Modells wurden die strukturellen Materialeigenschaften des ferro-

magnetischen Jochs berücksichtigt. So wurde die Nichtlinearität in der Magnetisierung des Jocheisens durch die Angabe der entsprechenden B - H -Kurve umgesetzt. Um die aufgrund der lamellierten Struktur des Jochs entstandene Anisotropie des Materials ins Modell einzubeziehen, wurde zur Bestimmung der Permeabilität in der z -Richtung die Packungsdichte λ des Jochs angegeben. Für den zu untersuchenden Magneten hat λ einen Wert von 0,995, was umgerechnet auf die gesamte Länge des Jochs einem Eisenanteil von 99,5% entspricht. Das statische Magnetfeld wurde für die Erregungsströme von 300 A, 2407 A, 4813 A, 6017 A und 7220 A pro Windung mit dem magnetostatischen Solver von Vector Fields OPERA® 3D simuliert [59].

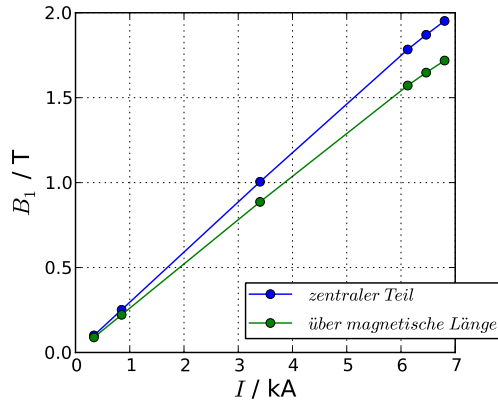
Basierend auf den Simulationsergebnissen wurde die Homogenität der berechneten Felder in der Apertur des Magneten unter Anwendung der im Abschnitt 4.2 dargestellten Methode analysiert. Dabei wurde das Feld in folgenden Regionen betrachtet:

- im zentralen Teil des Magneten, im Bereich mit der in der xy -Ebene invarianten Verteilung der magnetischen Flussdichte. Für diesen Bereich wurden die Integrationsgrenzen an den Stellen $z_{c1} = 89,0$ cm und $z_{c2} = -89,0$ cm gesetzt.
- In den Endbereichen des Magneten mit der dreidimensionalen Feldverteilung. Dabei wird zwischen der Verbindungsseite des Magneten und der gegenüberliegenden Nichtverbindungsseite unterschieden, siehe Abbildung 4.17(a). Die Integrationsgrenzen für die Verbindungsseite waren $z_{e1} = 89,0$ cm und $z_{e2} = 155,0$ cm, die Integrationsgrenzen für die Nichtverbindungsseite $z_{e1} = -89,0$ cm und $z_{e2} = -155,0$ cm.
- Integral über die gesamte magnetische Länge des Magneten mit den Integrationsgrenzen $z_{t1} = -155,0$ cm und $z_{t2} = 155,0$ cm.

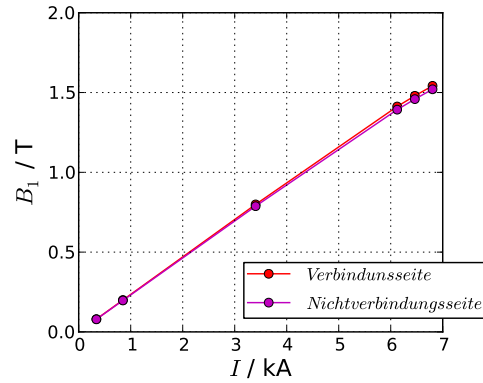
Zur Auswertung der Feldhomogenität in den zu betrachtenden Regionen wurden zunächst unter Berücksichtigung der in (3.84) und (3.85) dargestellten Verhältnisse die integralen Feldwerte im jeweiligen Teilgebiet berechnet. Anhand dieser Werte wurden die integralen Werte der Hauptkomponente B_1 sowie der höheren harmonischen Komponenten B_n des Feldes $\bar{\mathbf{B}}(\mathbf{v})$

$$\bar{\mathbf{B}}(\mathbf{v}) = \bar{\mathbf{B}}_y + i\bar{\mathbf{B}}_x = B_1 \sum_{n=1}^{\infty} [b_n + ia_n] \left(\frac{\mathbf{v}}{R_{ref}} \right)^{n-1}.$$

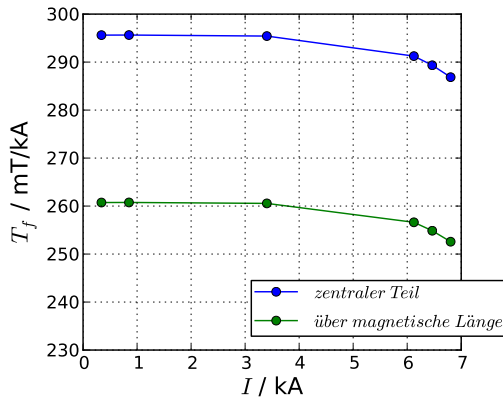
bestimmt. Abbildung 4.18(a) und (b) auf Seite 56 zeigt die Amplitude der Dipolkomponente des Feldes für die unterschiedlichen Bereiche des Magneten in Abhängigkeit vom anregenden Spulenstrom. In Abbildung 4.18(a) sieht man, dass bei einer Erregung von 7,5 kA die Größe der Hauptkomponente des Feldes im zentralen Teil des Magneten, der Region mit der in Bezug auf die xy -Ebene invarianten Verteilung der magnetischen Flussdichte, ihren Designwert von 2,1 T erreicht. An den Magnetenden, in den Regionen mit stark ausgeprägter longitudinaler Komponente des Feldes, ist die Größe der Hauptkomponente des Feldes deutlich niedriger, siehe Abb.4.18(b). Die Abschwächung des Feldes an den Magnetenden ist mit der niedrigeren Konzentration der Feldlinien im betrachteten Bereich sowie mit der stark ausgeprägten longitudinalen Komponente des



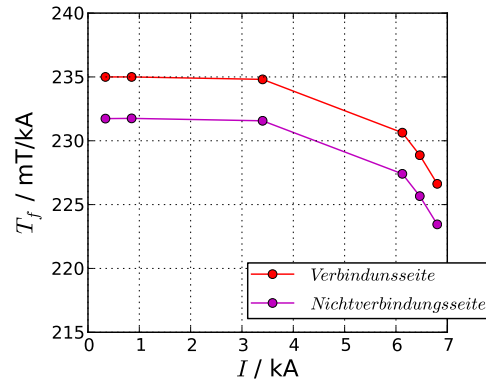
(a) Arbeitsgerade



(b) Arbeitsgerade



(c) Erregungskurve



(d) Erregungskurve

Abbildung 4.18: Ergebnisse der Feldsimulationen auf Basis des vollständigen Modells des Prototyp-Dipolmagneten für SIS100. (a) und (b) zeigen die integralen Werte der Hauptkomponente des Feldes $\vec{B}(\mathbf{v})$ in Abhängigkeit von dem Erregungsstrom. (c) und (d) Zeigen die Übertragungsfunktion $T_f = B_1/I$ des Magneten in Abhängigkeit von dem Erregungsstrom. Die Daten sind für die unterschiedlichen Bereiche des Magneten entlang seiner Längsachse angegeben. Die Feldsimulationen wurden mit Vector Fields OPERA[®] 3D ausgeführt [59]. Die Anzahl der in der Simulation verwendeten Freiheitsgrade ist 7 703 901.

Feldes verknüpft. Die Auswirkung der Sättigungseffekte im ferromagnetischen Joch auf die Größe des Magnetfeldes im Spalt lässt sich mithilfe der Übertragungsfunktion

$$T_f = \frac{B_m}{I}, \quad \text{mit } m = 1 \quad \text{für einen Dipolmagneten}$$

veranschaulichen. Diese Zusammenhänge sind in Abbildungen 4.18(c) und (d) für die unterschiedlichen Bereiche des Magneten entlang seiner z -Achse dargestellt.

Zur Auswertung der Homogenität der berechneten Felder wurden, wie auch in den oben vorgestellten Simulationsstudien, die integralen Werte der relativen kreisförmigen Multipole b_n verwendet. Die Analyse der berechneten Werte der relativen harmonischen Komponenten des Feldes zeigt, dass die Feldqualität im zentralen Teil des Magneten die

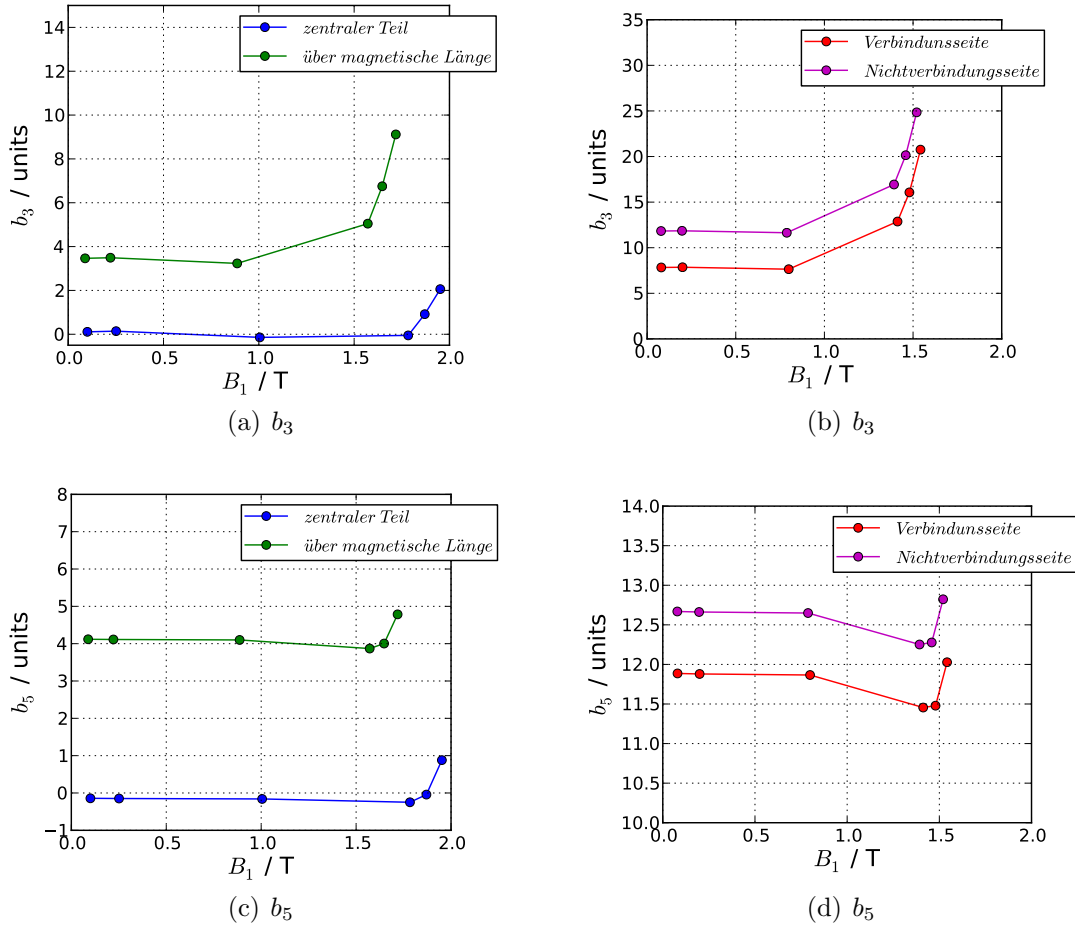


Abbildung 4.19: Integrale Werte der relativen Sextupolkomponente b_3 und Dekapolkomponente b_5 des Feldes $\vec{B}(\mathbf{r})$ für die im Bezug auf die Längsachse unterschiedlichen Bereiche des Magneten. In Abbildungen (a) und (c) sind die integralen Werte b_3 und b_5 für den zentralen Teil des Magneten und für die gesamte magnetische Länge des Magneten aufgetragen. In Abbildungen (b) und (d) sind die integralen Werte b_3 und b_5 für die Verbindungsseite und für die Nichtverbindungsseite aufgetragen. Die Werte der relativen harmonischen Komponenten b_3 und b_5 sind auf dem Referenzkreis mit $R_{ref} = 40,0$ mm innerhalb der Magnetapertur berechnet.

Anforderungen an die Homogenität der magnetischen Flussdichte in der vom Teilchenstrahl durchquerten Region erfüllt. Wie in Abbildung 4.19(a), (c) zu sehen ist, entsteht im zentralen Bereich des Magneten ein homogenes Dipolfeld, dessen relative Sextupol- und Dekapolkomponenten bei den nominalen Feldern bis zu einer Stärke von 1,8 T beinahe Null sind. Bei dem Dipolfeld von 1,9 T, was dem maximalen Wert des Dipolfeldes für die geplanten Betriebsmodi des SIS100 entspricht, betragen die Werte von b_3 2 units und die von b_5 1 unit und liegen somit deutlich unter der vorgegebenen Schranke von 6 units. Jedoch ist das erzeugte Dipolfeld an den Magnetenden, trotz der vorgenommenen Optimierungen der Joch- und Polschuhgeometrie, stark von unerwünschten Sextupol- und Dekapolkomponenten beeinflusst, siehe Abb. 4.19(b), (d), die sich auf die Qualität des integralen Feldes auswirken, siehe Abb. 4.19(a), (c). Durch die stark ausgeprägte

Sextupolkomponente des Feldes in den Endbereichen des Magneten wird auch das integrale Magnetfeld von einem Sextupolfeld beeinträchtigt, dessen relative Größe bei hohen Feldern im Bereich zwischen 7 und 9 units liegt, und somit die vorgegebene Schranke von 6 units überschreitet. Die Größe der Sextupolkomponente an den Magnetenden und ihre Auswirkung auf die integrale Feldhomogenität weist auf die Notwendigkeit einer weiteren Optimierung des Endprofils des Jochs hin.

5. Wirbelströme und Temperaturfelder in den Vakuumkammern der SIS100 Dipolmagnete

Um die angestrebten hohen Energien und Intensitäten der Ionenstrahlen im Dauerbetrieb des Schwerionensynchrotrons SIS100 erreichen zu können, müssen die Strahlröhre der supraleitenden SIS100 Magnete zahlreichen speziellen Anforderungen genügen. Für den Hochstrombetrieb mit Ionen des Urans im mittleren Ladungszustand müssen sowohl in den warmen als auch in den kryogenen Ringabschnitten ultrahohe Vakua (UHV) erzeugt und permanent aufrechterhalten werden. Dabei sind in den kryogenen Strahlröhren der Magnete die Restgasteilchendichten erforderlich, die bei den Betriebstemperaturen der supraleitenden Magnete den Vakuumdrücken von einigen 10^{-12} mbar entsprechen. Um derart tiefe Vakuumdrücke erzeugen zu können, müssen die Innenwände des Dipolstrahlrohrs als eine Kryopumpe wirken. Bei den Kammertemperaturen von unter 15 K können durch die Kryokondensation oder Kryosorption nahezu alle vakuumtechnisch relevanten Gase sehr effektiv von den Wänden gepumpt werden. Um die Funktionalität des Rohrs als Kryopumpe zu gewährleisten, ist eine zuverlässige Kühlung des Rohrs nötig. Die geplanten Betriebsmodi des Synchrotrons mit Strahlintensitäten von bis zu $5 \cdot 10^{11}$ Ionen pro Sekunde stellen dabei eine besondere Anforderung an das Design des Strahlrohrs sowie den gesamten Magneten dar. Beim Betrieb der Maschine mit derartigen Strahlintensitäten müssen die Dipolmagnete während der Beschleunigungszyklen mit den Änderungsraten der magnetischen Flussdichte von bis zu 4 T/s bei den Wiederholungsraten der Zyklen von 1 Hz betrieben werden. Durch die schnellen zeitlichen Änderungen des Magnetfeldes werden in allen metallischen Bauteilen und Komponenten des Magneten Wirbelströme induziert, die zur Jouleschen Erwärmung der betroffenen Teile führen. Bei der Erwärmung der Kammerwandungen auf die Temperaturen über 15 K, desorbieren die ursprünglich gepumpten Gase von den Wänden und es kommt zu einem massiven Druckanstieg im Strahlvakuum, der einen Strahlverlust zur Folge haben könnte. Weiterhin führen die starken Wirbelströme im Strahlrohr zur Verzerrung der Feldhomogenität in der vom Teilchenstrahl durchquerten Region, das wiederum zur Strahlverlusten führt. Daher ist es notwendig, die Wirbelstromeinträge im Strahlrohr zu minimieren. Dies lässt sich einerseits durch eine geringe Wandstärke des Strahlrohrs erreichen, andererseits durch die Verwendung eines Vakuumkammermaterials mit einer geringeren elektrischen Leitfähigkeit bei tiefen Temperaturen. Aufgrund dieser Bedingungen wird die Wandstärke der SIS100 Dipolvakuumkammer auf 0,3 mm begrenzt. Diese geringe Wandstärke erfordert jedoch eine mechanische Versteifung des dünnwandigen

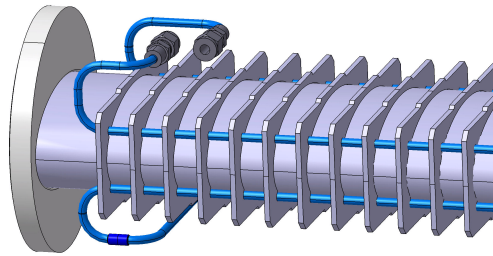


Abbildung 5.1: Vakuumkammer eines supraleitenden Dipolmagneten des SIS100. Veranschaulichung der Anordnung der Kühlrohre an der Kammer des Modells **A**. Bildquelle [61].

Rohrs gegen Implosion. Daher muss das elliptische Vakuumrohr mittels transversaler Verstärkungsrippen von außen mechanisch stabilisiert werden. Außerdem muss das Kühlsystem der Vakuumkammer optimiert werden, um sowohl die Temperatur der Kammerwände auf dem erforderlichen Niveau zu halten als auch den Forderungen an die Feldqualität im Bereich des Teilchenstrahls zu erfüllen. Dabei kommen folgende Kühlkonzepte in Frage:

- eine Direktkühlung, die auf einem zusätzlichen, von der Kühlung des Magneten getrennten, Kühlkreis basiert,
- eine Kontaktkühlung mittels thermischer Anbindung des Strahlrohrs ans kalte Joch des Magneten über die Rippenstruktur [64].

Basierend auf dem ersten Konzept wurden zwei Prototyp-Modelle der Vakuumkammer für den SIS100 Dipolmagnet in voller Größe gebaut. Bei diesen Modellen handelt es sich um die Kammer mit einem Zusatzkühlkreis, der aus vier Kühlrohren besteht. In beiden Fällen erfolgt die Kühlung durch eine erzwungene Strömung zweiphasigen Heliums, das durch die Kühlrohre geleitet wird. Im Sinne der Übersichtlichkeit werden im weiteren Verlauf der vorliegenden Arbeit die zwei Modelle der Vakuumkammer als Modell **A** und Modell **B** bezeichnet. Der Unterschied zwischen diesen zwei Modellen besteht in der Anordnung der Kühlröhrchen in Bezug auf das elliptische Rohr sowie hinsichtlich des elektrischen Kontakts zwischen dem Kühlrohr und der Steifigkeitsrippe.

Im Modell **A**, die in Abbildung 5.1 gezeigt ist, sind die Kühlrohre dicht an das dünnwandige elliptische Rohr angebracht. Um eine sichere thermische Anbindung der Kühlrohre an das zu kühlende elliptische Rohr zu gewährleisten, werden die Kühlrohre mit einem Kupfersilberlot an das elliptische Rohr angelötet. Beim Modell **B**, das in der Abbildung 5.2 dargestellt ist, sind die Kühlrohre mit einem gewissen Abstand zum elliptischen Rohr an den Ecken der Steifigkeitsrippen angeordnet. Die Kühlrohre sind mit einer $150\text{ }\mu\text{m}$ Keramiksicht aus Al_2O_3 überzogen. Um eine zuverlässige Anbindung der Kühlrohre an die Rippe zu gewährleisten, werden die Rohre an den Kontaktstellen zu den Rippen metallisiert und anschließend an diese angelötet. Die Keramiksicht verhindert die Bildung einer durchgehenden elektrischen Schleife, die sich über das ganze Strahlrohr erstreckt. Somit werden die Wirbelströme in der Vakuumkammer reduziert.

Ein zusätzliches verkürztes Modell der Vakuumkammer wurde vorbereitet, um die Realisierbarkeit der Kontaktkühlung zu testen. Das Konzept der Kontaktkühlung

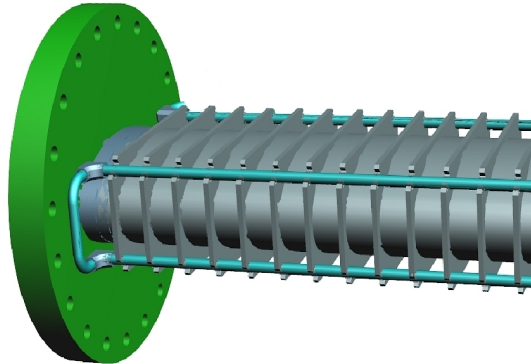


Abbildung 5.2: Vakuumkammer eines supraleitenden Dipolmagneten des SIS100. Veranschaulichung der Anordnung der Kühlrohre an der Kammer des ModellsB. Bildquelle [62].

basiert auf der Idee, die in der Vakuumkammer induzierte Wärme mittels einer thermischen Anbindung der Kammer an das kalte Joch des Magneten abzuführen. Dazu werden die Steifigkeitsrippen mit so genannten „thermischen Rippen“ ausgerüstet, die mit dünnen Bändern aus einem nicht magnetischen Material höher Wärmeleitfähigkeit beschichtet werden. Ein Designentwurf der Vakuumkammer mit der Kontaktkühlung ist in Abbildung 5.3 veranschaulicht.

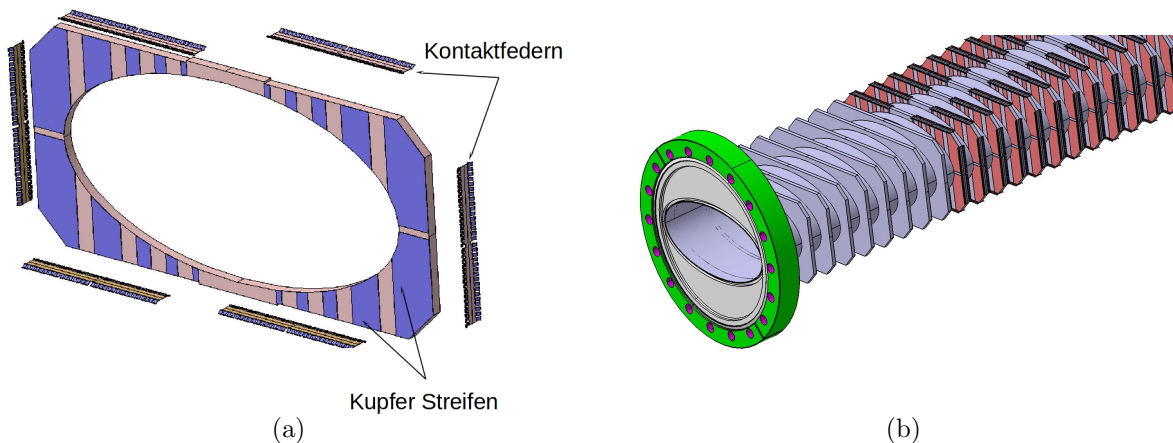


Abbildung 5.3: Modell des Strahlrohrs mit einer Kontaktkühlung mittels thermischer Anbindung des Strahlrohrs an das kalte Joch des Magneten. (a) Eine Steifigkeitsrippe mit dünnen Bändern hoher Wärmeleitfähigkeit aus hoch reinem Kupfer, und Kontaktfedern. Bildquelle [65]. (b) 3D Modell des Strahlrohr mit „thermischen“ Rippen. Bildquelle [65].

In den nachfolgenden Abschnitten des Kapitel werden die Wirbelströme und die damit verbundenen Jouleschen Verlustleistungen in den Konstruktionselementen der Vakuumkammer mit unterschiedlichen Kühlvarianten analytisch berechnet. Darüber hinaus wird die Kühlkapazität der wärmeleitenden Bänder sowie die zu erwartende Temperaturverteilung an der Oberfläche des elliptischen Strahlrohrs für das Modell der Vakuumkammer mit der Kontaktkühlung abgeschätzt.

5.1 Vakuumkammer mit direkter Kühlung

Im Betrieb des Schwerionensynchrotrons SIS100 werden seine Strahlführungsmagnete mit unterschiedlichen Strom- bzw. Feldrampen betrieben. Die zeitlichen Änderungen des Magnetfeldes verursachen in allen elektrisch leitenden Bauteilen der Magnete und darunter in ihren Vakuumkammern Wirbelströme, die in Folge des Ohmschen Widerstandes zu einer Erwärmung der Magnetkomponenten führen. Die Größe der Wirbelströme und der dadurch induzierten Wärmeleistung hängt von den geometrischen Abmessungen und Materialeigenschaften der betroffenen Elemente, sowie von der Änderungsrate des Magnetfeldes und der Feldkonfiguration ab. Die induzierten Wärmeleistungen in der Vakuumkammer des supraleitenden Dipolmagneten des SIS100, die mit einem Zusatzkühlkreis ausgerüstet ist, summieren sich aus den Wärmeleistungen im dünnwandigen Rohr der Kammer, in den Bauteilen des Kühlkreises und in den Steifigkeitsrippen. In diesem Abschnitt werden die Jouleschen Verlustleistungen in den Konstruktionselementen der Vakuumkammer der supraleitenden Dipolmagneten des SIS100 analysiert.

5.1.1 Analyse der Wirbelströme und Joulescher Verluste

Nach dem Faraday'schen Induktionsgesetz führt jede Änderung des magnetischen Feldes zu einem elektrischen Gegenfeld

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \quad (5.1)$$

Für ein parallel zur y -Richtung wirkendes Feld $\vec{B} = B\vec{e}_y$, siehe Abbildung 5.4, kann (5.1) als

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = \frac{\partial B}{\partial t} \quad (5.2)$$

geschrieben werden.

Im Fall eines langen, dünnwandigen Rohrs, dessen Wandstärke ε viel kleiner als der Radius r des Rohrs ist und die Eindringtiefe δ einer elektromagnetischen Welle mit der Frequenz ω viel größer als die Wandstärke und die Länge des Rohrs ist, kann die Näherung der dünnen Schicht (engl. „complete cylindrical thin-shell approximation“) eingesetzt werden. Weiterhin gilt für ein dünnwandiges Rohr, dessen Länge L viel größer als ihre anderen geometrischen Abmaße ist, auf Grund der infinitesimal kleinen Größe des in der x -Richtung fließenden induzierten Stroms I_x , dass das Glied $\frac{\partial E_x}{\partial z}$ in der Gleichung (5.2) vernachlässigt werden kann [31]. Somit erhält man für die elektrische Feldstärke E_z

$$E_z = \dot{B}x. \quad (5.3)$$

Die Stromdichte der durch das Wechselfeld erzeugten Wirbelströme kann unter Anwendung des Ohmschen Gesetzes in *lokalen* Größen errechnet werden

$$J_z = \kappa E_z = \kappa \dot{B}x, \quad (5.4)$$

wobei κ für die materialspezifische elektrische Leitfähigkeit steht. Die Stromstärke dI_w durch eine unendlich kleine Fläche $\Delta \vec{A} = \varepsilon d\vec{s}$ ergibt sich aus

$$dI_w = \vec{J} \cdot \Delta \vec{A} = \kappa x \varepsilon \dot{B} \cdot d\vec{s}. \quad (5.5)$$

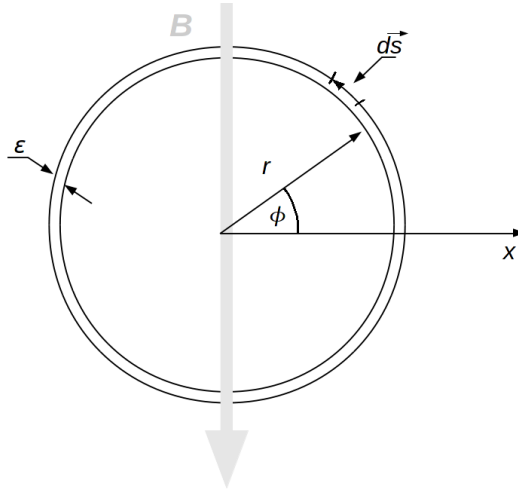


Abbildung 5.4: Ein zylindrisches Rohr in einem zeitlich variierenden magnetischen Feld. Die z -Achse zeigt aus der Ebene heraus. ε steht für die Dicke der Rohrwand, $d\vec{s}$ bezeichnet ein unendlich kleines Kurvenstück entlang des Kammerumfangs.

Hierbei bezeichnet ε die Dicke der Rohrwand und $d\vec{s}$ ein unendlich kleines Kurvenstück entlang des Kammerumfangs. Die Verlustleistung in einem ohmschen Leiter ist direkt proportional dem Quadrat der fließenden Stromstärke ($P \sim I^2$). Daraus folgt für die wirbelstrominduzierte Wärmeleistung P in einem Leiter mit beliebiger Querschnittsform und einer Länge L

$$P = \frac{1}{\kappa} J^2 dV \quad \rightarrow \quad P = \frac{1}{\kappa} A J^2 \int_{-L/2}^{L/2} dl. \quad (5.6)$$

Um die Wirbelströme und die damit verbundenen Wärmeleistungen im Strahlrohr des SIS100 Dipolmagneten zu berechnen, ist es erforderlich von kartesischen zu elliptischen Koordinaten überzugehen, denn das Strahlrohr hat einen elliptischen Querschnitt.

$$x = a \cos \phi, \quad y = b \sin \phi, \quad (5.7)$$

wobei a und b die große bzw. die kleine Halbachse der Ellipse bezeichnen. Nach dem Einsetzen der Transformation (5.7) in (5.5) und (5.6) bekommt man folgende Gleichungen für die Stromstärke dI_w

$$dI_w(\phi) = \kappa \varepsilon a^2 \dot{B} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos \phi \sqrt{\sin^2 \phi + \left(\frac{b}{a}\right)^2 \cos^2 \phi} d\phi, \quad (5.8)$$

und die im elliptischen Rohr induzierte Wärmeleistung P_{ell}

$$P_{ell}(\phi) = \frac{1}{\kappa} \varepsilon a^3 L \dot{B}^2 \int_0^{2\pi} \cos^2 \phi \sqrt{\sin^2 \phi + \left(\frac{b}{a}\right)^2 \cos^2 \phi} d\phi. \quad (5.9)$$

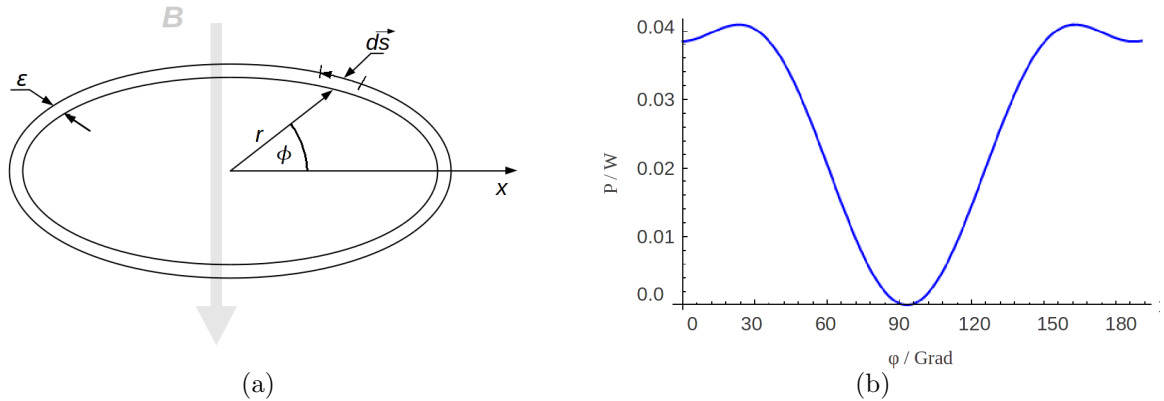


Abbildung 5.5: Veranschaulichung der Verteilung der Jouleschen Verlustleistungen in einem dünnwandigen Rohr elliptischen Querschnitts. (a) Ein dünnwandiges Rohr elliptischen Querschnitts in einem zeitlich variierenden Magnetfeld. (b) Winkelabhängige Verlustleistung im Strahlrohr des SIS100 Dipolmagneten.

Aus der Lösung der Gleichung (5.8) folgt, dass die maximalen Wirbelströme im Rohr in den Bereichen der Schnittpunkte mit der x -Achse auftreten. Da die Verlustleistung in einem Ohm'schen Leiter dem Quadrat der Stromstärke proportional ist, lässt sich schlussfolgern, dass das Strahlrohr sich an diesen Stellen maximal aufheizt. Durch Einsetzen der geometrischen Abmessungen und der Materialeigenschaften des Strahlrohrs aus Tabelle 5.1 in die Gleichung (5.9) und unter der Annahme $\dot{B} = 4 \text{ T/s}$ lässt sich die Gesamtverlustleistung im dünnwandigen Rohr der Vakuumkammer des SIS100 Dipolmagneten zu 13,96 W errechnen. Die winkelabhängige Verteilung der durch die Wirbelströme erzeugten Joulesche Wärme im elliptischen Rohr ist in der Abbildung 5.5(b) veranschaulicht.

Parameter		Wert	Maßeinheit
elektrische Leitfähigkeit	κ	$1,86 \cdot 10^6$	$1/\Omega\text{m}$
Wandstärke	ε	$3 \cdot 10^{-4}$	m
große Halbachse	a	$64,6 \cdot 10^{-3}$	m
kleine Halbachse	b	$29,6 \cdot 10^{-3}$	m
Länge des Rohrs	L	2,969	m

Tabelle 5.1: Geometrische Abmaße und Materialeigenschaften des dünnwandigen elliptischen Rohrs der Vakuumkammer.

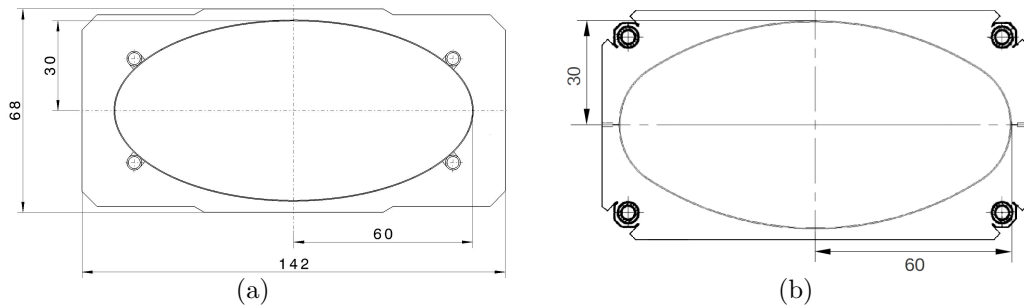


Abbildung 5.6: Veranschaulichung der Anordnungsvariante der Kühlrohre an der Vakuumkammer eines supraleitenden Dipolmagneten des SIS100. Ansicht von vorne. (a) Kühlkreis des Modells **A**. Bildquelle [68]. (b) Kühlkreis des Modells **B**. Bildquelle [62].

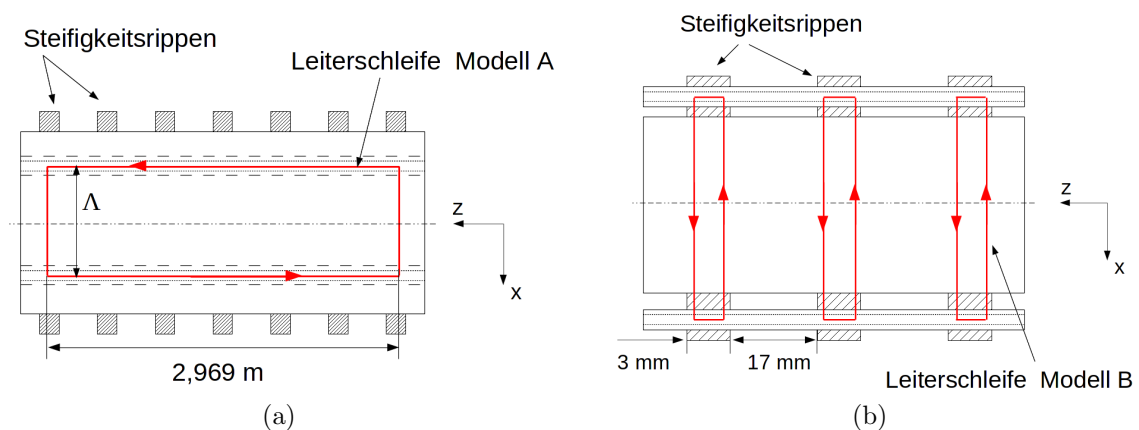


Abbildung 5.7: Veranschaulichung des Verlaufs der Leiterschleifen in Kühlkreisen der Vakuumkammer mit einer Direktkühlung. Ansicht von oben. (a) Leiterschleife des Kühlkreises des Modells **A**, (b) Leiterschleifen des Kühlkreises des Modells **B**.

5.1.2 Wirbelströme in dem Kühlkreis der Vakuumkammer

Bei der Berechnung der Wirbelströme in dem Kühlkreis des Strahlrohrs muss das Design, sowie das technische Vorgehen während der Anfertigung berücksichtigt werden. Wie bereits erläutert wurde, wurden im Laufe der Entwicklungsarbeiten am Design des supraleitenden Dipolmagneten des SIS100 und seiner Vakuumkammer zwei Design-Modelle der Kammer mit direkter Kühlung ausgearbeitet.

Beim Modell **A** sind die Kühlrohre des Kühlkreises dicht an das elliptische Rohr der Kammer angebracht, siehe Abb.5.6(a). Um einen besseren thermischen Kontakt der Kühlrohre zum elliptischen Rohr zu gewährleisten, werden diese durchgehend über die gesamte Länge der Vakuumkammer an das dünnwandige Strahlrohr angelötet. Zwar garantiert diese Art der Anbindung einen sicheren thermischen Kontakt zu der zu kühlenden Fläche, jedoch entsteht dabei eine große über die volle Länge der Kammer ausgedehnte Leiterschleife, siehe Abb.5.7(a), in der, auf Grund der zeitlichen Änderungen der magnetischen Flussdichte, die Wirbelströme und damit verbundenen Jouleschen Ver-

lustleistungen induziert werden.

Um die Größe der induzierten Wirbelströme zu reduzieren, werden im Modell **B** die Kühlrohre mit einer $150\ \mu\text{m}$ dünnen Keramikschicht aus Al_2O_3 überzogen. Die Kühlrohre sind in den äußeren Ecken der Steifigkeitsrippen zu diesen angelötet, wobei die Kühlrohre an den Kontaktstellen mit einer $50\ \mu\text{m}$ dünnen Kupferschicht metallisiert wurden. Im Gegensatz zum vorherigen Modell bilden sich durch das Lötten viel kürzere Leiterschleifen, die sich lediglich über die Dicke der einzelnen Rippen ausdehnen. Die Abbildung 5.6(b) veranschaulicht die Anordnung des Kühlkreises für das Modell **B**.

Die zu erwartenden Jouleschen Verlustleistungen in den Kühlkreisen beider Modelle lassen sich mit Hilfe von Gleichungen (5.6) und (5.4) berechnen. Die Stromdichte in einer einzelnen elektrischen Schleife ergibt sich als

$$J_z(x) = E_z \kappa = \kappa \dot{B} \frac{\Lambda}{2}, \quad (5.10)$$

wobei Λ den Abstand zwischen den Kühlrohren in x -Richtung bezeichnet. Die durch die Wirbelströme induzierte Verlustleistung in einer Leiterschleife P_K kann jetzt wie folgt geschrieben werden

$$P_K = \frac{1}{\kappa} A_K J^2 \int_{-L/2}^{L/2} dl \quad (5.11)$$

mit

$$A_K = \pi (R_1^2 - R_2^2). \quad (5.12)$$

Dabei bezeichnen R_1 und R_2 im Fall des Modells **A** den äußeren und den inneren Radius eines Kühlröhrchens. Im Fall des Modells **B** bezeichnet R_2 den äußeren Radius des mit Al_2O_3 beschichteten Kühlrohrs und $R_1 = R_2 + d$, wobei d die Dicke der Kupferschicht angibt. Durch Einsetzen der geometrischen Abmessungen und der Materialeigenschaften der Kühlrohre aus der Tabelle 5.2 in die Gleichung (5.11) können die Jouleschen Verluste in einzelnen Leiterschleifen des Modells **A** berechnet werden. Unter der Annahme $\dot{B} = 4\ \text{T/s}$, das der maximalen vorgesehenen Feldrampe der Dipolmagneten des SIS100 entspricht, bekommt man für P_K einen Wert von 4,24 W. Die gesamten Jouleschen Verluste $P_{\Sigma K}$ in dem Kühlkreis der Kammer summieren sich aus den Jouleschen Verlusten

Parameter		Wert	Maßeinheit
elektrische Leitfähigkeit	κ	$1,86 \cdot 10^6$	$1/\Omega\text{m}$
Außenradius des Kühlrohrs	R_1	$3,0 \cdot 10^{-3}$	m
Innenradius des Kühlrohrs	R_2	$2,0 \cdot 10^{-3}$	m
Abstand zwischen den Kühlröhrchen in der xy -Ebene	Λ	$114,5 \cdot 10^{-3}$	m

Tabelle 5.2: Geometrische Abmaße und Materialeigenschaften der Kühlrohre des Kühlkreises für das Modell **A**.

Parameter		Wert	Maßeinheit
elektrische Leitfähigkeit	κ	$1,86 \cdot 10^6$	$1/\Omega\text{m}$
Außenradius des Kühlrohrs	R_1	$3,15 \cdot 10^{-3}$	m
Dicke des Kupferschicht	d	50	μm
Anzahl der Steifigkeitsrippen	n	117	
Abstand zwischen den Kühlröhrchen in der xy -Ebene	Λ	$108,6 \cdot 10^{-3}$	m

Tabelle 5.3: Geometrische Abmaße und Materialeigenschaften der Kühlrohre des Kühlkreises für das Modell **B**.

in der oberen und unteren Leiterschleifen, so dass gilt $P_{\Sigma K} = 2 \cdot P_K$. Für das Modell **A** liegt der Wert $P_{\Sigma K}$ bei 8,48 W.

Durch Einsetzen der geometrischen Abmessungen und der Materialeigenschaften der Kühlrohre aus der Tabelle 5.3 in Gleichung (5.11) erhält man die Jouleschen Verluste in den einzelnen Leiterschleifen des Modells **B**. Unter der Annahme von $\dot{B} = 4 \text{ T/s}$ liegt der Wert P_K bei $2,9 \cdot 10^{-4} \text{ W}$. Da im Modell **B** die einzelnen Leiterschleifen sich über jede einzelne Steifigkeitsrippe erstrecken, werden die gesamten Jouleschen Verluste in dem Kühlkreis als $P_{\Sigma K} = 2 \cdot n \cdot P_K$ berechnet, wobei n die Anzahl der Rippen angibt. Für das Modell **B** ist $n = 117$, somit errechnen sich die gesamten Jouleschen Verluste in dem Kühlkreis zu 0,07 W.

Bauelement	Parameter	Maßeinheit	Modell A	Modell B
Strahlrohr	P_{ell}	W	13,96	13,96
Kühlkreis	$P_{\Sigma K}$	W	8,48	0,07
Gesamtverlustleistung	P	W	22,44	14,03

Tabelle 5.4: Joulesche Verlustleistungen in den Konstruktionselementen der Vakuumkammer mit Direktkühlung.

Die analytisch berechneten Verlustleistungen im Strahlrohr mit zusätzlichem Kühlkreis sind in Tabelle 5.4 dargestellt. Die Ergebnisse der analytische Berechnungen zeigen, dass die Jouleschen Verlustleistungen in dem Kühlkreis der Vakuumkammer des Modells **A** fast dieselbe Größenordnung haben wie die induzierten Verlustleistungen im dünnwandigen Strahlrohr. Dadurch werden sie eine erhöhte Kühlkapazität erfordern. Weiterhin, wie es in den in [57] vorgestellten Untersuchungen der magnetischen Flussdichte gezeigt wurde, weisen die in der Vakuumkammer des Modells **A** induzierten Wirbelströme eine starke Beeinträchtigung der Feldqualität im Bereich des Strahls auf. Daher müssen die Wirbelströme in der Vakuumkammer reduziert werden, um die Anforderungen an die Homogenität der magnetischen Flussdichte in der Apertur des Magneten erfüllen zu können und die erforderliche Kühlleistung zu minimieren. Die Wirbelströme im elliptischen Rohr wurden durch die Herabsetzung dessen Wandstärke auf

0,3 mm, sowie durch die Verwendung von Edelstahl AISI 316L, der eine geringe elektrische Leitfähigkeit bei der Temperatur des flüssigen Heliums aufweist ($\kappa = 1,86 \cdot 10^6 \text{ 1}/\Omega\text{m}$), bereits während der Entwicklungs- und Fertigungsphasen minimiert. Daher kann die Verringerung der Wirbelströme im Strahlrohr mit der Direktkühlung nur durch die Minimierung der Wirbelströme im Kühlkreis erreicht werden. Die analytischen Abschätzungen der Jouleschen Verlustleistungen in dem Kühlkreis der Vakuumkammer des Modells **B** ergeben, dass die induzierten Wärmeleistungen im Kühlkreis deutlich reduziert werden können, indem ein hoch technologisches und aufwendigeres Verfahren zur Anfertigung der Kühlleitung der Kammer verwendet wird.

Eine weitere Möglichkeit, die Wirbelströme und die damit verbundenen Jouleschen Verlustleistungen in der Vakuumkammer des supraleitenden Dipolmagneten des SIS100 zu reduzieren, entsteht bei der Verwendung einer Kontaktkühlung der Kammer mittels thermischer Anbindung des Strahlrohrs an das kalte Joch des Magneten über die Steifigkeitsrippen.

5.2 Vakuumkammer mit Kontaktkühlung

Die Ergebnisse der früheren Modellrechnungen [57] zur Untersuchung der Temperaturfelder in der Vakuumkammer des SIS100 Dipolmagnete bei den Betriebsmodi mit hohen Änderungsraten der magnetischen Flussdichte zeigen, dass die Temperatur an der Oberfläche des elliptischen Rohrs während des Rampens auch dann unter der vorgegebenen Obergrenze von 15 K bleibt, wenn der Kühlkreis der Vakuumkammer entfernt ist und seine Kühlung nur mittels des Wärmetransports über die Rippenstruktur zum kalten Joch des Magneten erfolgt. Abbildungen 5.8 und 5.9 zeigen die Temperaturverteilung an der Oberfläche des elliptischen Rohrs für die unterschiedlichen Kühlvarianten der Vakuumkammer des Dipolmagneten im Betriebsmodus mit $B_{min} = 0 \text{ T}$, $B_{max} = 2,1 \text{ T}$, der Feldrampe $\dot{B} = 4 \text{ T/s}$ und der Signalfrequenz von 1 Hz.

Aus den Simulationsergebnissen folgt, dass bei einer Ankopplung der Vakuumkammer an das Eisenjoch auf eine zusätzliche Kühlung der Kammer verzichtet werden kann, wodurch eine große Wirbelstromquelle sowie die damit verbundenen Wärmeeinträgen entfallen werden. Dennoch erfordert eine praktische Umsetzung eines solchen Kühlkonzeptes eine technologische Lösung, die folgende Voraussetzungen erfüllen muss:

- Alle Wärmeübergangswiderstände zwischen dem Vakuumrohr und dem Joch des Magneten müssen minimiert werden, um einen zuverlässigen Kontakt zwischen den kalten und warmen Oberflächen in Vakuum-Umgebung mit den Drücken im Bereich von 10^{-7} mbar zu gewährleisten.
- Das Design muss eine hohe Wärmeleitfähigkeit der Rippen, beziehungsweise der wärmeleitenden Teile, bereitstellen und gleichzeitig deren elektrische Leitfähigkeit in horizontaler Ebene ausreichend gering halten, um Kurzschlussströme der Induktionsschleifen zu unterdrücken.

Da bei der Ankopplung der Vakuumkammer an das kalte Joch der Wärmestrom in der vertikalen Richtung abgeführt wird, können die elektrische Leitfähigkeit in der

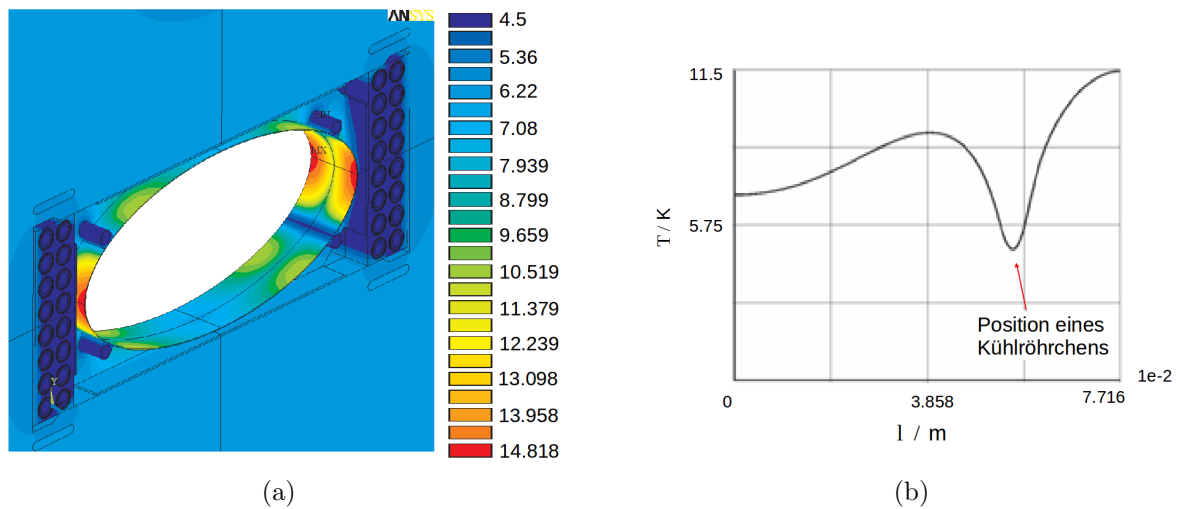


Abbildung 5.8: ANSYS Simulationsergebnisse zur Untersuchung der Einsatzfähigkeit unterschiedlicher Kühlschemata für eine effektive Kühlung der Vakuumkammer des SIS100 Dipolmagneten [69]. (a) Die Temperaturverteilung an der Oberfläche des Strahlrohrs für die Vakuumkammer mit einer Direktkühlung. (b) Die Temperatur an der Oberfläche des Strahlrohrs unter der Steifigkeitsrippe. Die Werte sind für ein Viertel der Ellipse mit den Halbachsen $a = 60,0$ mm und $b = 30,0$ mm angegeben, wobei der Anfangspunkt der Koordinaten sich bei $x = 0$, $y = 30,0$ befindet.

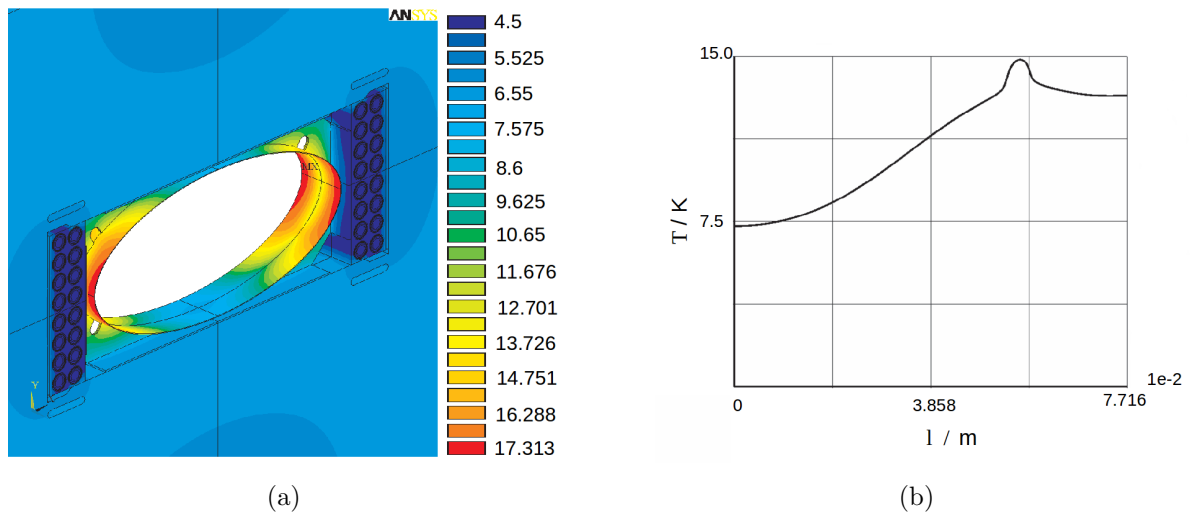


Abbildung 5.9: ANSYS Simulationsergebnisse zur Untersuchung der Einsatzfähigkeit unterschiedlicher Kühlschemata für eine effektive Kühlung der Vakuumkammer des SIS100 Dipolmagneten [69]. (a) Die Temperaturverteilung an der Oberfläche des Strahlrohrs unter Verwendung der Kontaktkühlung. (b) Die Temperatur an der Oberfläche des Strahlrohrs unter der Steifigkeitsrippe. Die Werte sind für ein Viertel der Ellipse mit den Halbachsen $a = 60,0$ mm und $b = 30,0$ mm angegeben, wobei der Anfangspunkt sich bei den Koordinaten $x = 0$, $y = 30,0$ befindet.

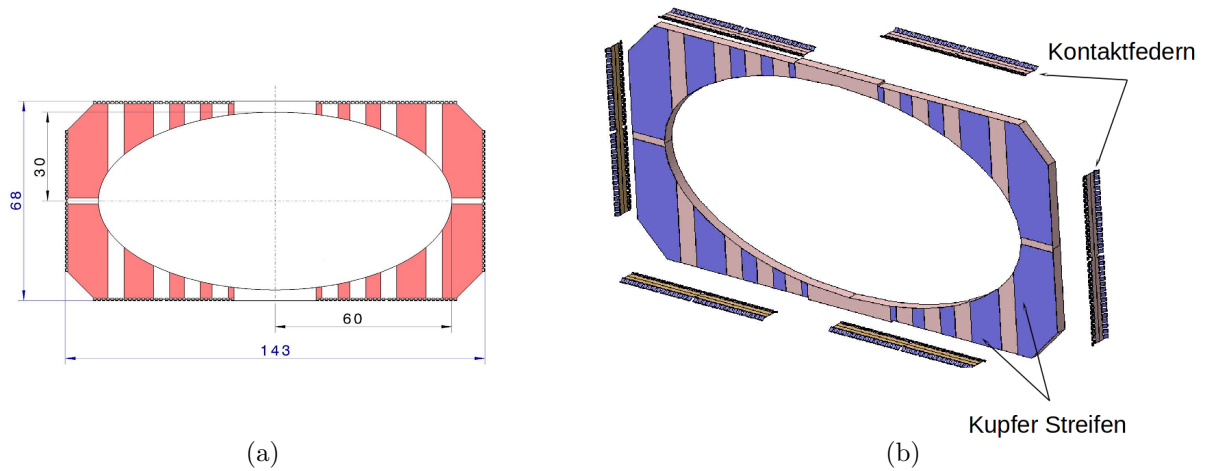


Abbildung 5.10: Eine mit wärmeleitenden Bändern ausgestattete Steifigkeitsrippe der Vakuumkammer des SIS100 Dipolmagneten. (a) Ansicht von vorn. Bildquelle [72]. (b) 3D Modell der Steifigkeitsrippe mit der Anpassung für die Kontaktkühlung. Bildquelle [65].

horizontalen Richtung und die Wärmeleitfähigkeit in der vertikalen Richtung mit dem in der Abbildung 5.10(a) skizzierten Grundprinzip entkoppelt werden. In diesem Fall wird die Wärme mittels dünner Steifen hoher Wärmeleitfähigkeit von der Oberfläche des Strahlrohrs zur kalten Masse des Magneten abtransportiert. Bei der Auswahl des Materials für die wärmeleitenden Bänder muss allerdings beachtet werden, dass das Material bei den tiefen Temperaturen im Bereich von 5 K bis 20 K nicht nur ein guter Wärmeleiter sein soll, sondern auch keine ferromagnetischen Eigenschaften aufweisen darf, denn dies würde zur Beeinträchtigung der Feldhomogenität innerhalb des Strahlrohrs führen. Für den Einsatz als Wärmeleiter kommen daher entweder hoch reines Silber mit einer Wärmeleitfähigkeit $\lambda = 10^4 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ oder Kupfer mit hohem Restwiderstandsverhältnis (RRR) und $\lambda = 10^3 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ in Frage. Dennoch würde die Verwendung von hoch reinem Silber einen erheblichen Preisanstieg der Kammer bedeuten. Aus diesem Grund wurde Kupfer als Material für die wärmeleitenden Bänder ausgewählt. Unter Berücksichtigung aller oben genannten Faktoren wurde an der GSI ein detailliertes Design der Vakuumkammer mit der Kontaktkühlung entworfen [64]. Abbildung 5.10 zeigt die Rippenstruktur der Kammer mit den wärmeleitenden Bändern und Kontaktfedern, die der Minimierung der Wärmeübergangswiderstände zwischen den warmen und kalten Oberflächen dienen. Die Anordnung der wärmeleitenden Kupfer-Streifen berücksichtigt die Temperaturverteilung an der Oberfläche der Kammer.

Das vorgestellte Design wird in den nachfolgenden Abschnitten 5.2.1 und 5.2.2 hinsichtlich der auftretenden Verlustleistungen sowie der zu erwartenden Kühlleistung analysiert.

5.2.1 Wirbelströme und Joulesche Verluste in wärmeleitenden Bändern

Die in [69] und [74] präsentierten Ergebnisse der Simulationen dynamischer Magnetfelder der supraleitenden Dipolmagnete des SIS100 zeigen, dass die in der Vakuumkammer mit direkter Kühlung induzierten Wirbelströme zu einer erheblichen Beeinträchtigung der Feldhomogenität im Strahlbereich führen. Aus diesem Grund wird das in der Abbildung 5.10 präsentierte Design des Strahlrohrs mit der Kontaktkühlung zunächst hinsichtlich der Wirbelstromeinträge analysiert. Dabei werden die Wirbelströme in den wärmeleitenden Bändern sowie die dadurch induzierte Joulesche Wärme analytisch berechnet.

Die Stromdichte in einem Leiter kann nach dem Ohm'schen Gesetz als

$$\vec{J} = \kappa \vec{E} \quad (5.13)$$

berechnet werden. Daraus folgt, dass die Stromdichte in einem mit einer Kupferschicht überzogenen Teil der Rippe wie folgt geschrieben werden kann

$$J_R = \kappa_R \cdot \dot{B}x + C, \quad (5.14)$$

wobei C eine Konstante darstellt. Bei dem Übergang von einem leitenden Medium mit der elektrischen Leitfähigkeit κ_R in ein anderes Medium mit $\kappa_{Cu} > 0$, bleibt die normale Komponente der Stromdichte \vec{J} stetig. Daraus folgt für die Stromdichte in einem Kupferband der Dicke δ_{Cu}

$$J_{Cu} = J_R(0) + \kappa_{Cu} \dot{B}x, \quad (5.15)$$

$$I_R = \kappa_R \dot{B} \int_{-\delta_R}^0 x \, dx + \int_{-\delta_R}^0 C \, dx, \quad (5.16)$$

$$I_{Cu} = \int_0^{\delta_{Cu}} \kappa_{Cu} \dot{B}x \, dx + \int_0^{\delta_{Cu}} C \, dx, \quad (5.17)$$

wobei δ_R die Dicke der Rippe bezeichnet. Nach der Integration erhält man für die Wirbelströme in der mit einer Kupferschicht überzogenen Rippe

$$I_R = -\kappa_R \dot{B} \frac{\delta_R^2}{2} + \delta_R C \quad (5.18)$$

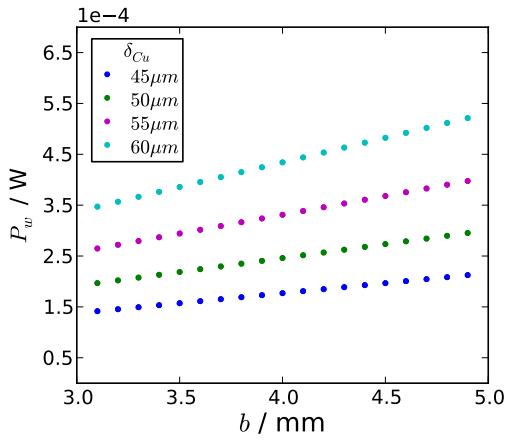
und in der Kupferschicht

$$I_{Cu} = \kappa_{Cu} \frac{\dot{B} \delta_{Cu}^2}{2} + \delta_{Cu} C. \quad (5.19)$$

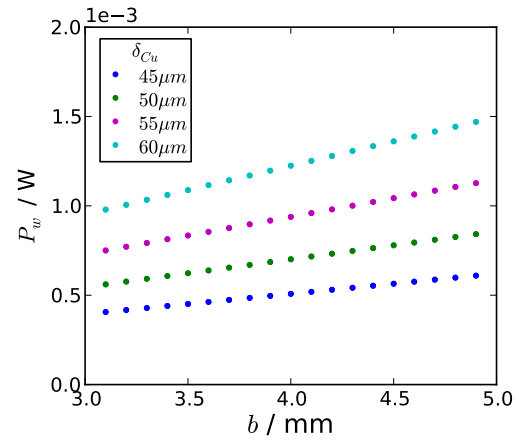
Die Konstante C wird unter Berücksichtigung der Randbedingung $I_R + I_{Cu} = 0$ bestimmt. Die Gesamtverlustleistung in der mit dem Kupferstreifen beschichteten Rippe lässt sich aus (5.6) anhand (5.14) und (5.15) ausrechnen. Die dazugehörigen Materialeigenschaften und geometrischen Abmaße der unterschiedlichen Bereichen sind in der Tabelle 5.5 auf Seite 72 angegeben.

Parameter		Wert	Maßeinheit
Dicke der Rippe	δ_R	3,0	mm
Dicke der Kupferbeschichtung	δ_{Cu}	45,0 \rightarrow 60,0	μm
elektrische Leitfähigkeit des Edelstahl	κ_R	$1,86 \cdot 10^6$	$1/\Omega\text{m}$
elektrische Leitfähigkeit des Kupfers (RRR = 30)	κ_{Cu}	$1,74 \cdot 10^9$	$1/\Omega\text{m}$
elektrische Leitfähigkeit des Kupfers (RRR = 100)	κ_{Cu}	$4,67 \cdot 10^9$	$1/\Omega\text{m}$

Tabelle 5.5: Geometrische Abmaße und Materialeigenschaften der Steifigkeitsrippe der Vakuumkammer und der wärmeleitenden Bänder. Die Werte der elektrischen Leitfähigkeit κ_R und κ_{Cu} sind für das Temperaturniveau von 5 K bis 10 K angegeben.



(a) Beschichtung Cu(RRR 30)



(b) Beschichtung Cu(RRR 100)

Abbildung 5.11: Werte der gesamten zu erwartenden Jouleschen Verluste P_w die unter Annahme unterschiedlicher Werte der Breite b und der Dicke δ der Kupferstreifen erzielt wurde.

Die analytischen Abschätzungen ergeben, dass bei der Verwendung der wärmeleitenden Kupferbänder mit dem Restwiderstandsverhältnis RRR=30 die Größe der zu erwartenden Jouleschen Verluste in den Bändern bei einer maximalen Dicke der Kupferschicht von $\delta_{Cu}=50 \mu\text{m}$ im Bereich von 10^{-4} W liegt, siehe Abb. 5.11(a). Bei der Verwendung des Kupfers mit dem Restwiderstandsverhältnis RRR=100 betragen die Werte von P_w 10^{-3} W , siehe Abb. 5.11(b) und sind deutlich niedriger, als die Verluste in dem Kühlkreis der Vakuumkammer des Modells **A**. Als nächste wurde die zu erwartende Kühlkapazität der wärmeleitenden Bänder mit Hilfe der analytischen Berechnungen abgeschätzt.

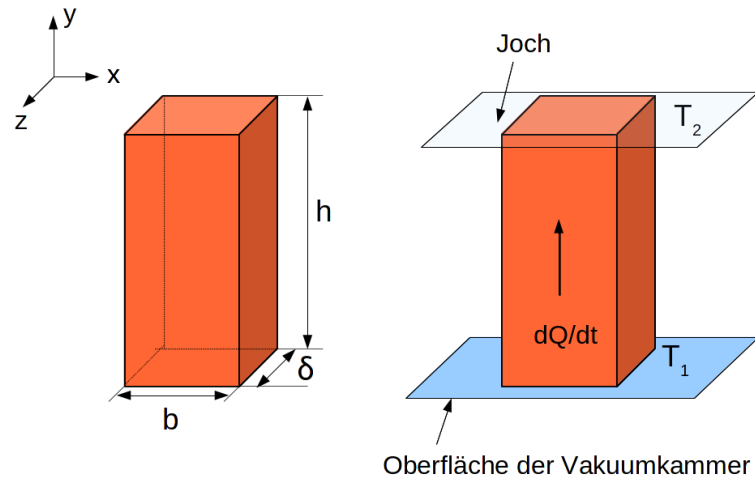


Abbildung 5.12: Veranschaulichung der Wärmeströme in den wärmeleitenden Kupferbändern.

5.2.2 Wärmetransport via Kontaktkühlung

Die analytische Berechnung der Kühlkapazität der wärmeleitenden Bänder beruht auf dem Fourierschen Gesetz für die Wärmeleitung. Demnach erhält man für den Wärmestrom \dot{Q} durch ein beliebig orientiertes Flächenelement $d\vec{A}$

$$\dot{Q} = -\lambda (\text{grad}T) \cdot \vec{n} \cdot d\vec{A} \quad (5.20)$$

wobei λ die materialspezifische Wärmeleitfähigkeit bezeichnet, die im Allgemeinen eine Funktion des Drucks p und der Temperatur T ist. \vec{n} ist ein in Richtung der Flächennormalen stehender Einheitsvektor. Die Berechnung des Wärmestroms durch die Kupferbänder kann als ein zeitunabhängiges Problem betrachtet werden, denn die Temperatur des Jochs weist aufgrund seiner hohen Masse und der intensiven Kühlung keine Änderungen während eines Betriebszyklus auf. Unter der Annahme, dass die Wärmeübertragung in der Richtung vom elliptischen Strahlrohr zum kalten Joch verläuft, siehe Abb.5.12, reduziert sich die Gleichung (5.20) zu

$$\dot{Q} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} dA. \quad (5.21)$$

Da im ideal Fall der Wärmestrom \dot{Q} durch einen wärmeleitenden Körper, dessen Kühlkapazität P gleich ist, kann (5.21) als

$$P = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} dA. \quad (5.22)$$

geschrieben werden. Die Wärmeleitfähigkeit des Kupfers weist bei den tiefen Temperaturen zwischen 4,5 K und 30 K eine starke Abhängigkeit von dem Temperaturwert, siehe Abb.5.13 auf Seite 74, daher wird sie in den Berechnungen durch einen integralen Wert $\bar{\lambda}$

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{(T_2 - T_1)} \int_{T_1}^{T_2} \lambda(T) dT \quad (5.23)$$

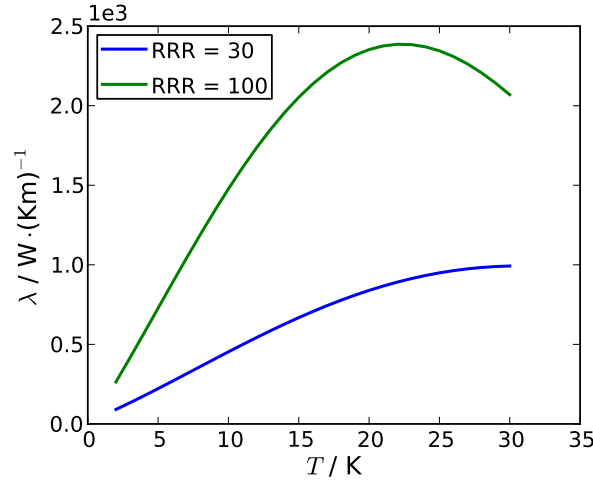


Abbildung 5.13: Wärmeleitfähigkeit von Kupfer mit unterschiedlichen Raten des Restwiderstandsverhältnissen in Abhängigkeit von der Temperatur [76].

ersetzt. Für die vorgegebenen Temperaturen an dem warmen und kalten Ende einzelnen Kupferbänder bekommt man den Wärmetransport durch das Band

$$P_i = -\bar{\lambda} \frac{b_i \delta_{Cu} (T_{2i} - T_1)}{h_i} . \quad (5.24)$$

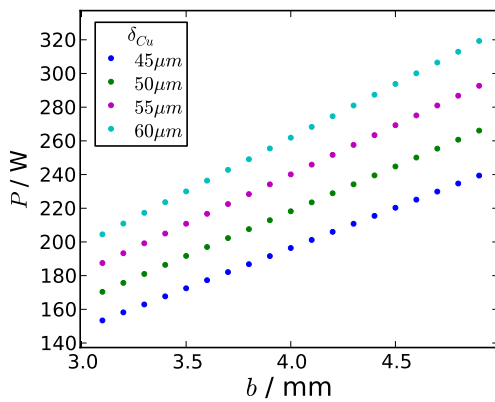
Hierbei stehen b_i und h_i für die Breite und die Höhe eines einzelnen Kupferbandes der Dicke δ_{Cu} . P_i bezeichnet den Wärmestrom durch ein einzelnes Kupferband. T_1 bezeichnet die Temperatur des Jochs und ist für alle wärmeleitenden Bänder gleich. Die Temperatur T_{2i} entspricht der Temperatur an der Oberfläche des Strahlrohrs, die für jedes einzelne Kupferband, basierend auf den Simulationsergebnissen aus [57] und [70], bestimmt wurde. Unter der Annahme eines idealen Kontakts zwischen der Versteifungsrippe und dem Joch kann die gesamte Wärme, die von der Oberfläche der Vakuumkammer mithilfe der wärmeleitenden Bänder zum kalten Joch des Magneten abgeführt wird, mit

$$P = N \cdot \sum_{i=1}^m P_i , \quad (5.25)$$

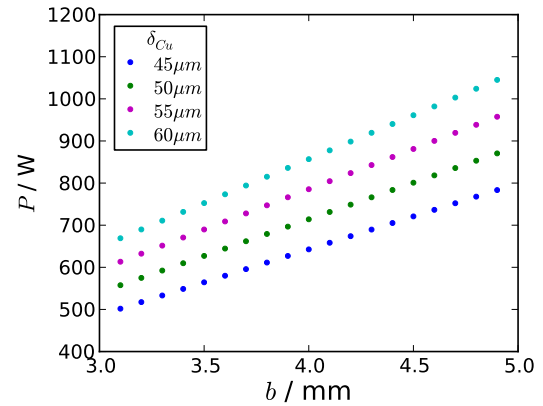
berechnet werden, wobei m die Anzahl der Kupferbänder an einer einzelnen Rippe und N die Anzahl der Versteifungsrippen der Vakuumkammer bezeichnet.

Um das optimale Verhältnis zwischen den durch die Wirbelströme bedingten Wärmeeinträgen in den Kupferbändern und deren Kühlkapazität zu finden, wurden die geometrischen Abmaße der Streifen, beziehungsweise deren Breite und Dicke, variiert und anschließend der Wärmestrom für jede Geometrie berechnet. Die berechneten Wärmeströme sind in Abbildung 5.14 dargestellt.

Die Ergebnisse der Studie zeigen, dass die wärmeleitenden Kupferbänder mit dem Restwiderstandsverhältnis $RRR = 30$ bereits bei einer Dicke der Bänder von $\delta = 50 \mu\text{m}$ im Stande sind, theoretisch 200 W von der Oberfläche des elliptischen Strahlrohrs abzu-



(a) Beschichtung Cu(RRR 30)



(b) Beschichtung Cu(RRR 100)

Abbildung 5.14: Die gesamte zu erwartende Kühlleistung der wärmeleitenden Cu-Streifen, die nach Gleichung (5.25) unter Annahme unterschiedlicher Werte für b und δ der Cu-Streifen errechnet wurde.

führen. Verglichen mit den analytisch berechneten Verlustleistungen in der Vakuumkammer (5.9), die 13,96 W betragen, ergibt sich eine um den Faktor 14 höhere Kühlleistung, als es zur Aufrechterhaltung des vorgegebenen Temperaturniveaus des Strahlrohrs benötigt wird.

5.2.3 Temperaturfelder an der Oberfläche des Strahlrohrs mit Kontaktkühlung

Die analytischen Abschätzungen der Kühlkapazität von wärmeleitenden Bändern zeigen, dass diese im Stande sind, eine 14-fach größere Wärmemenge von der Oberfläche des Vakuumrohrs abzuführen, als durch die Wirbelströme in den Kammerwandungen erzeugt wird. Als nächstes wurde die räumliche Temperaturverteilung an der Oberfläche eines zwischen zwei Steifigkeitsrippen liegenden Stücks des elliptischen Rohrs analysiert. Die Ergebnisse der Wirbelstromberechnungen zeigen, dass ein Rohr elliptischen Querschnitts sich an den zur Schnittstelle mit der x -Achse angrenzenden Bereichen maximal aufheizt, wobei an den Schnittstellen mit der y -Achse, in Folge geringerer Wirbelströme, die niedrigsten Temperaturen auftreten. Dies bewirkt einen Wärmestrom in der xy -Ebene entlang der Ellipse. Durch die Temperaturdifferenz zwischen den Stellen, die in direkter Nähe zur gekühlten Rippe liegen und denen, die sich in einem Abstand zur Rippe befinden, entsteht ein weiterer Wärmestrom in xz -Ebene. Die Abbildung 5.15(a) auf Seite 76 veranschaulicht den Verlauf der Temperaturgradienten an der Oberfläche des Strahlrohrs.

Die Temperatur an der Oberfläche des Strahlrohrs kann anhand der Fourierschen

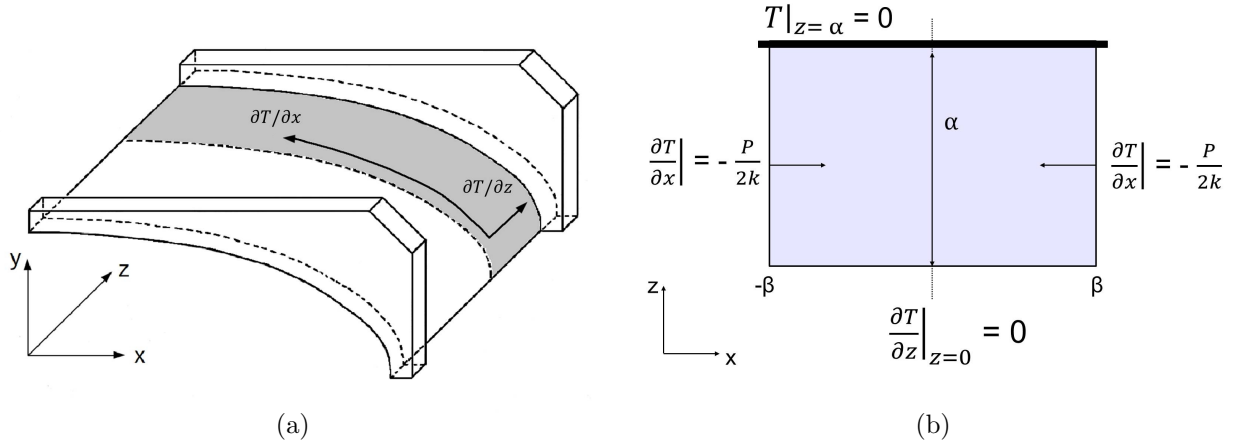


Abbildung 5.15: Veranschaulichung zur Berechnung der Temperaturfelder an der Oberfläche des dünnwandigen Strahlrohrs für den Fall der Kontaktkühlung der Vakuumkammer. (a) Verlauf der Temperaturgradienten an der Oberfläche des Strahlrohrs (Eine Periode der VC samt zweier Rippen), (b) Ein achtel der Periode mit den der Gleichung (5.27) entsprechenden Randbedingungen.

Wärmeleitungsgleichung [77]

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{c\rho} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{P}{c\rho} \quad (5.26)$$

unter der Verwendung der zugehörigen Anfangs- und Randbedingungen berechnet werden. In der Gleichung (5.26) bezeichnen λ , ρ und c die materialspezifischen Wärmeleitfähigkeit, Dichte und die Wärmekapazität des Körpers und P gibt die dem Körper zugeführte Wärmeleistung an. Wie es im Abschnitt 5.2.2 bereits erläutert wurde, treten während des Betriebs mit Wechselstrom keine zeitliche Änderungen in den Temperaturen des Strahlrohrs auf. Demnach kann an Stelle von (5.26) der stationäre Fall

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0 \quad (5.27)$$

angenommen werden. Da der Aufbau der Vakuumkammer eine periodische Struktur hat, kann die Berechnung der Wärmeströme auf eine Periode der Kammer begrenzt werden, wobei der Abstand zwischen den Rippen 20 mm beträgt. Dabei umfasst eine Periode ein Stück des Strahlrohrs, das zwischen zwei Steifigkeitsrippen liegt. Aufgrund der vorhandenen Symmetrie wird der Temperaturverlauf nur für ein Achtel einer Periode berechnet. Abbildung 5.15(b) zeigt eine Skizze des Rechengebiets. Die Länge des betrachteten Gebiets α ist der Hälfte des Abstandes zwischen zwei benachbarten Rippen gleich und somit $\alpha = 10$ mm.

Der Temperaturverlauf $T(x, z)$ an der Oberfläche des Rohrs kann durch Lösen der Differentialgleichung (5.27) gefunden werden. Mit dem Ansatz

$$T(x, z) = X(x)Z(z) \quad (5.28)$$

erhält man durch Separation

$$\frac{1}{Z} \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} = -\frac{1}{X} \frac{\partial^2 X}{\partial x^2} = -\gamma^2, \quad (5.29)$$

woraus folgt

$$\frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} + Z\gamma^2 = 0 \quad (5.30)$$

und

$$\frac{\partial^2 X}{\partial z^x} - X\gamma^2 = 0. \quad (5.31)$$

Jetzt können beide Gleichungen unabhängig voneinander gelöst werden. Die Lösung der Gleichung (5.30) muss den zugehörigen Randbedingungen

$$Z(z)|_{z=\alpha} = 0, \quad \left. \frac{\partial Z}{\partial z} \right|_{z=0} = 0$$

genügen. Daraus folgt

$$Z = \cos \gamma z, \quad \text{wobei} \quad \gamma = \frac{1}{\alpha} \left(\frac{\pi}{2} + \pi n \right). \quad (5.32)$$

Die X -Komponente der partiellen Differentialgleichung (5.27) entspricht der Neumannschen Randbedingung

$$\left. \frac{\partial X}{\partial x} \right|_{z=b} = 1,$$

und die gewünschte Lösung ist

$$X = A \cosh \gamma_n x. \quad (5.33)$$

Werden die Lösungen der Gleichungen (5.30) und (5.31) in (5.28) eingesetzt, so erhält für $T(x, z)$ folgenden Ausdruck

$$T(x, z) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \cosh(\gamma_n x) \cos(\gamma_n z), \quad (5.34)$$

die als eine Fourierreihe

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \sum_{n=0}^{\infty} C_n \cos(\gamma_n z) \quad (5.35)$$

mit den Koeffizienten $C_n = A_n \gamma_n \sinh(\gamma_n z)$ aufgefasst werden kann. Unter Berücksichtigung der Bedingung

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=\beta} = -\frac{P_{ell}}{2k}$$

können die Koeffizienten C_n errechnet werden zu

$$C_n = -\frac{P_{ell}}{\alpha k} \int_0^{\alpha} \cos(\gamma_n z) \, dz. \quad (5.36)$$

Nach der Integration erhält man

$$C_n = -\frac{P_{ell} \sin(\gamma_n \alpha)}{\alpha k \gamma_n}. \quad (5.37)$$

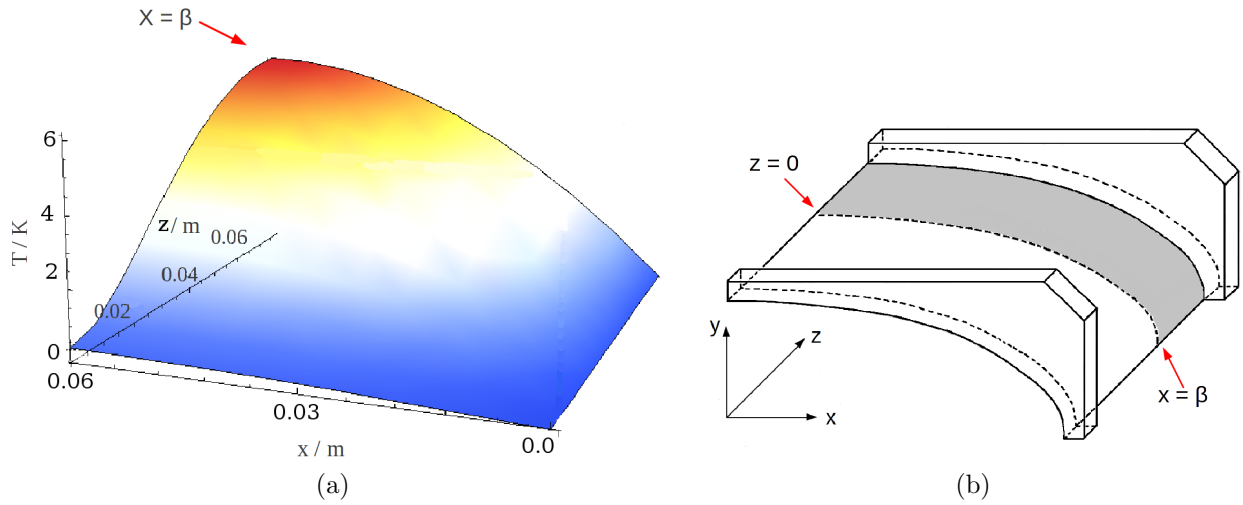


Abbildung 5.16: Temperaturfelder an der Oberfläche des dünnwandigen Strahlrohrs für den Fall der Kontaktkühlung der Vakuumkammer. (a) Veranschaulichung der Lösung der Gleichung (5.39), (b) Einviertel einer Periode der Vakuumkammer. Mit Grau ist das Rechengebiet markiert.

Die Koeffizienten A_n lassen sich aus (5.35) und (5.37) errechnen zu

$$A_n = \frac{C_n}{\gamma_n \sinh(\gamma_n x)} = -\frac{P_{ell} \sin(\gamma_n \alpha)}{\alpha k \gamma_n^2 \sinh(\gamma_n x)}. \quad (5.38)$$

Setzt man jetzt (5.38) in (5.34) ein, so lautet die Funktion $T(x, z)$ für den räumlichen Verlauf der Temperatur an der Oberfläche des elliptischen Rohrs

$$T(x, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{P_{ell} \sin(\gamma_n \alpha) \cos(\gamma_n z)}{\alpha k \gamma_n^2} e^{-\gamma_n(x+\beta)}. \quad (5.39)$$

Abbildung 5.16 zeigt die mit Hilfe von (5.39) berechnete Temperaturverteilung für ein Achtel des elliptischen Rohrs im Bereich zwischen zwei Verstrebungsrippen. Man sieht, dass die maximale Temperaturdifferenz zwischen der gekühlten Rippe und der Oberfläche des elliptischen Rohrs 6 K beträgt. Bei diesen Berechnungen wurde die Temperatur der Rippe zu 0 K gesetzt. Wird jetzt die Temperatur der Rippe der Temperatur des Jochs gleichgesetzt, so wird die maximale Temperatur an der Oberfläche des mittels Kontaktkühlung gekühlten Strahlrohrs während des transienten Betriebs mit der maximalen zu erwartenden Änderungsrate des Magnetfeldes von 4 T/s im Bereich von 11 K liegen. Dabei wird die aus vakuumphysikalischer Anforderungen vorgegebene Temperaturobergrenze von 15 K nicht überschritten.

Die analytischen Abschätzungen der Temperaturverteilung an der Oberfläche des Strahlrohrs wurden unter der Annahme eines idealen mechanischen und somit auch thermischen Kontakts zwischen den wärmeleitenden Bändern und dem Magnetjoch sowie den Bändern und dem elliptischen Rohr durchgeführt. Unter diesen Voraussetzungen stellt das vorgestellte Konzept der Kontaktkühlung eine gute Lösung des Problems dar, mit dem sowohl die Größe der Wirbelströme und somit der Jouleschen Verluste in der Vakuumkammer reduziert als auch die für den Betrieb des SIS100 geforderten Temperaturen

der Kammer garantiert werden können. Die den realen Bedingungen entsprechende Temperaturverteilung an der Oberfläche des Rohrs bei Kontaktkühlung der Kammer kann jedoch nicht analytisch bestimmt werden. Eine numerische Lösung des Problems stößt auf zwei Schwierigkeiten:

- zum einen sollen in einem dreidimensionalen Modell Elemente abgebildet werden deren Größen im Bereich von 10^{-6} bis 10^{-2} m liegen,
- zum anderen können die im realen Aufbau des Magnetjochs vorkommenden Unebenheiten der Magnetpole nur schlecht modelliert werden.

Ohne der realistischen Abbildung der Kontaktflächen kann jedoch auch mit Hilfe der Simulationen nur eine angenäherte Beschreibung der zu untersuchenden Prozesse erstellt werden. Daher muss die den realen Bedingungen entsprechende Temperaturverteilung am Strahlrohr experimentell ermittelt werden. Die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen werden im Abschnitt 6.5 des nachfolgenden Kapitels diskutiert.

6. Experimentelle Untersuchungen an supraleitenden Dipolmagneten des SIS100

Die supraleitenden Dipolmagnete des Schwerionensynchrotrons SIS100 müssen im zukünftigen Betrieb der Maschine höchst homogene Magnetfelder erzeugen, die zur Führung der Ionenstrahlen hoher Intensitäten und Energien benutzt werden. Im Lauf der Entwicklungsphase wurden an der GSI einige Designmodelle der Dipolmagnete ausgearbeitet, deren Hauptcharakteristiken wie die Homogenität der magnetischen Flussdichte in der vom Teilchenstrahl durchquerten Region sowie die im transienten Betrieb zu erwartenden Jouleschen Verluste im Rahmen zahlreicher Simulationsstudien untersucht wurden [57], [70], [73]. Jedoch können numerische Simulationen, trotz der fortgeschrittenen Funktionalität der verwendeten Softwarepakete, die zu untersuchenden Prozesse im Magneten nur näherungsweise beschreiben, da die Materialparameter und Geometrien sowie die charakteristischen Größen wie zum Beispiel Übergangswiderstände nicht hinreichend genau bekannt sind. Deswegen werden zur detaillierten Untersuchung der erwähnten Hauptbetriebsparameter direkte Messungen an Prototypen benötigt. In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen am ersten Prototyp des supraleitenden Dipolmagneten des SIS100 präsentiert. Dabei werden die betriebsrelevanten Parameter des Magneten wie Homogenität des statischen Magnetfeldes und während der transienten Betriebsmodi auftretende Jouleschen Verlustleistungen diskutiert. Vor der Analyse der Messergebnisse werden zunächst die bei den Untersuchungen verwendeten Messverfahren sowie die ihnen zugrunde liegenden Messmethoden erläutert. Anschließend werden die im Laufe der Messserien erzielten Werte mit den Ergebnissen der numerischen Simulationen und analytischen Abschätzungen verglichen.

6.1 Der Prototyp-Dipolmagnet des SIS100

Der erste Prototyp des supraleitenden SIS100 Dipolmagneten wurde von der Babcock Noell GmbH in Würzburg in Deutschland gebaut [78], [79]. Es handelt sich um einen 2,73 m langen eisendominierten „window-frame“-Magneten mit einer zweilagigen Spule aus supraleitendem Kabel des Nuclotron-Typs. Abbildung 6.1 zeigt den Magneten. Seine Hauptbetriebsparameter sind in Tabelle 6.1 aufgelistet. Da zum Erreichen des supraleitenden Zustandes tiefe Temperaturen von bis zu 4,5 K notwendig sind, sind die einzelnen Magnete in Kryostate eingebaut, siehe Abbildung 6.2 auf Seite 82. Die Kühlung der supraleitenden Magnete des SIS100 erfolgt durch eine erzwungene Strömung des zweiphasigen Heliums mit einer Temperatur von 4,5 K, welche die supraleitende Spule

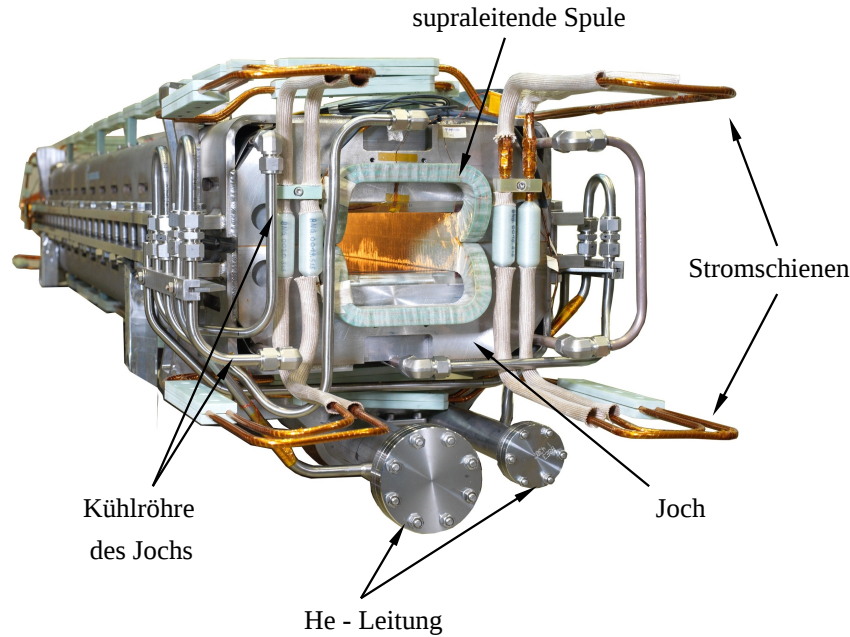


Abbildung 6.1: Der erste Prototyp des supraleitenden Dipolmagneten für SIS100. Bildquelle - Babcock Noell GmbH.

Parameter		Einheit
minimale magnetische Flussdichte	0,253	T
maximale magnetische Flussdichte	2,1	T
nominale Änderungsrate des Magnetfeldes	4	T /s
maximale Wiederholungsrate der Zyklen	1	Hz
Ablenkwinkel	3,33	°
Ablenkradius	47,368	m
freie Apertur (H×B)	148 × 68	mm ²
zur Strahlführung bestimmte Apertur (H×B)	130×60	mm ²
effektive magnetische Länge	2,756	m
mechanische Länge	≈ 2,836	m
gesamte Breite des Dipolmoduls (Magnet im Kryostaten)	≈ 1,0	m
gesamte Höhe des Dipolmoduls	≈ 1,0	m
das Gewicht des Dipolmoduls	≈ 3100	kg

Tabelle 6.1: Hauptbetriebsparameter des ersten Prototyps des supraleitenden Dipolmagneten des SIS100.

und das Eisenjoch des Magneten durchfließt. Da die Kühlung des supraleitenden Kabels des Nuclotron-Typs durch das im Inneren des Kabels fließende flüssige Helium erfolgt, kann auf eine komplizierte und kostentreibende Kühlung des Magneten in einem Badkryostaten verzichtet werden. Um die Übertragung der Wärmeströme durch Strahlung von den Kryostatwänden auf die Kaltmasse des Magneten zu reduzieren, wird in den

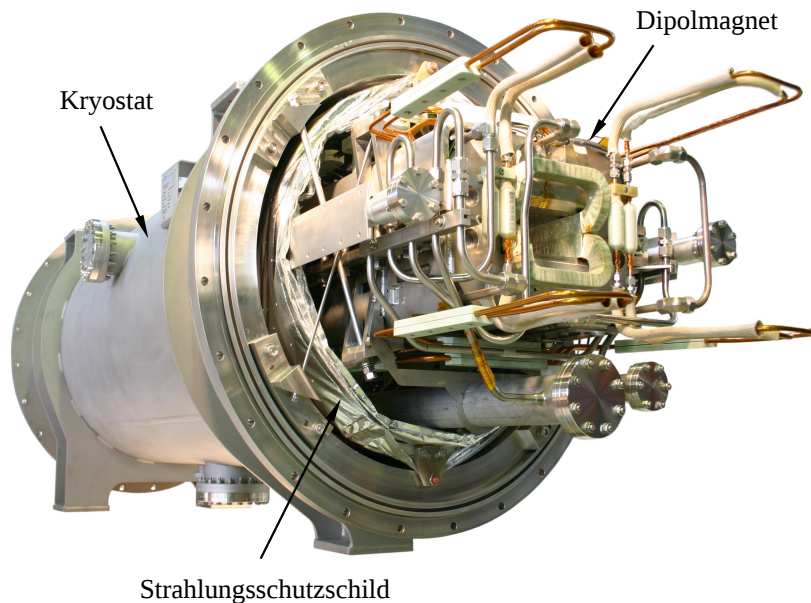


Abbildung 6.2: Der Prototyp des supraleitenden Dipolmagneten des SIS100 im Kryostaten. Bildquelle [78].

Kryostaten ein Strahlungsschild eingebaut. Der aus 10 mm dickem Kupferblech angefertigte Schutzschild wird mit gasförmigem Helium auf die Temperatur von 70 K gekühlt. Der gesamte Innenraum des Kryostaten wird evakuiert, um die Wärmeübertragung durch Konvektion zu unterbinden. Der Druck des Isoliervakuum beträgt 10^{-6} mbar. Die Verwendung des zweiphasigen Heliums zur Kühlung des Magneten ermöglicht, auf Grund der im Kapitel 2 erläuterten thermodynamischen Eigenschaften der Zweiphasengemische, eine stabile Kühlung des Magneten bei einer relativ kleinen Druckdifferenz in der Kühlkontur von 0,8 bar und Massenflüssen von 2 g/s. Dabei bleibt die Temperatur des Supraleiters auch während der Betriebsmodi mit hohen Änderungsraten der magnetischen Flussdichte und damit einhergehenden hohen dynamischen Wärmelasten beinahe konstant auf dem Niveau von 4,5 K.

6.2 Testeinrichtung

Die experimentellen Untersuchungen der Betriebscharakteristiken der supraleitenden Prototyp-Dipolmagnete des SIS100 werden am Teststand für supraleitende Magnete an der GSI durchgeführt. Dafür wird der supraleitende Magnet auf seine Betriebstemperatur von 4,5 K heruntergekühlt, wozu er an ein Kryoversorgungssystem angeschlossen wird. Die Kühlung der Magnete erfolgt mit flüssigem Helium, das von einer am Teststand aufgebauten Kryoanlage geliefert wird. Die Kühlleistung der Anlage beträgt 300 W auf dem Temperaturniveau von 4 K. Zur Stromversorgung der Magnete wird ein 11kA Netzgerät mit aktivem Filter [80], [81] benutzt. Während der Tests wird der Zustand des Magneten mittels Temperatur- Druck- und Massenflusssensoren sowie Vakuummess-

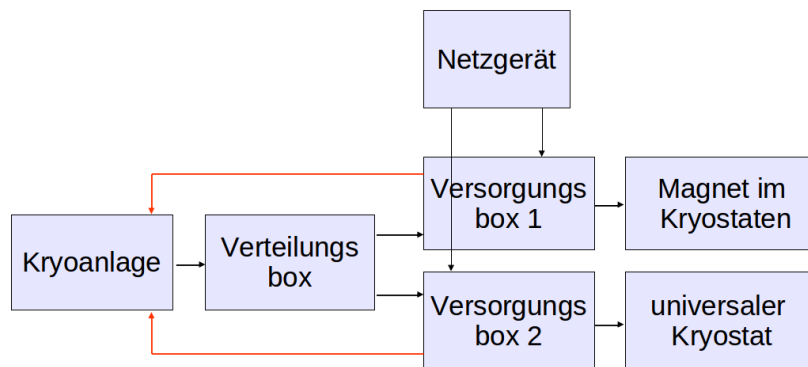


Abbildung 6.3: Schematische Darstellung der Testbänke und Versorgungssysteme am Teststand für supraleitende Magnete an der GSI.

geräten überwacht. Dabei werden die Messdaten sämtlicher Messgeräte mit Hilfe eines am GSI entwickelten PC-Hostprogramms auf Basis der LabView Software erfasst und in einer Datenbank gespeichert. Eine schematische Darstellung der Testeinrichtung ist in Abbildung 6.3 gezeigt.

6.3 Vermessung des Magnetfeldes

Eine stabile und sichere Führung der geladenen Teilchenstrahlen in einem Beschleuniger erfordert hoch homogene Felder der Strahlführungsmagnete. Deswegen ist die Kenntnis der Feldeigenschaften dieser Magnete von großer Bedeutung. Zur Untersuchung der Eigenschaften der magnetischen Flussdichte in der von Teilchenstrahlen durchquerten Region werden Feldmessungen durchgeführt. Bei diesen Messungen werden die absolute Feldstärke sowie seine Qualität und die Geometrie bestimmt. Zur Messung der Feldeigenschaften von Beschleunigermagneten werden unterschiedliche Methoden verwendet, wie zum Beispiel die Vermessung mit einer Hallsonde [82], mit einer rotierenden Spule [83], [84], [87], oder mittels eines bewegten Drahts [88]. Die Auswahl der Messmethode hängt dabei von der Stärke, der Homogenität und der Änderungsrate des zu messenden Feldes sowie von den Anforderungen an die Messgenauigkeit ab [88]. Soll anhand der Messungen die Feldqualität bestimmt werden, ist die Methode der rotierenden Spule naheliegend.

6.3.1 Feldmessung mittels rotierender Spulen

Das Prinzip der Feldmessung mit einer rotierenden Spule basiert auf der elektromagnetischen Induktion. Wird eine Leiterschleife von einem sich zeitlich ändernden magnetischen Fluss durchdrungen, so entsteht in dieser eine elektromagnetische Kraft, die der zeitlichen Änderung des magnetischen Flusses Φ durch die von der Schleife begrenzte

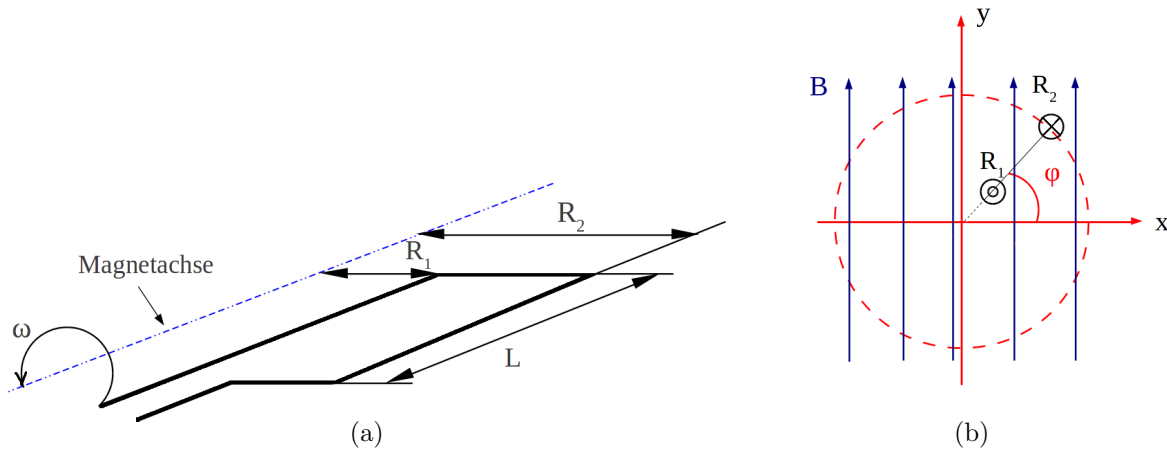


Abbildung 6.4: Veranschaulichung des Prinzips der Feldmessung mit einer rotierenden Spule. (a) Eine flache Spule der Länge L . Bildquelle [86]. (b) Messbereich einer radialen Messspule. Bildquelle [87].

Fläche A proportional ist und in Form der induzierten Spannung U_{ind}

$$U_{ind} = -\frac{d\Phi}{dt} \quad \text{mit} \quad \Phi = \int_A \vec{B}(\vec{r}, t) \cdot d\vec{A} \quad (6.1)$$

ausgedrückt werden kann. Die Größe des Magnetfeldes kann somit anhand des Spannungssignals ermittelt werden. Da die Änderungen des magnetischen Flusses sowohl durch die zeitliche Änderung der magnetischen Flussdichte $\vec{B}(\vec{r}, t)$ als auch durch die Änderung des Flächeninhalts der Leiterschleife in Anwesenheit eines stationären Magnetfeldes hervorgerufen werden können, können sowohl die Größe der dynamischen als auch der statischen Magnetfelder anhand der induzierten Spannung bestimmt werden. Bei der Messung statischer Magnetfelder mittels rotierender Spulen werden eine oder mehrere aus N Windungen bestehenden unendlich dünnen Leiterschleifen bzw. flachen Spulen mit einer Winkelgeschwindigkeit ω gedreht, siehe Abb. 6.4(a). Der magnetische Fluss durch die Fläche einer Spule ist dabei

$$\Phi = NL \int_{R_1}^{R_2} \vec{B}(\vec{r}) \cdot d\vec{r} = NL \int_{R_1}^{R_2} B \cos \varphi dr, \quad (6.2)$$

wobei L die Spulenlänge, R_1 und R_2 die Abstände zur Mittelachse des Magneten und $\varphi = \omega t$ die Winkelstellung der Spule im Bezug auf die Feldnormale bezeichnen, siehe Abb. 6.4(b).

Der Vorteil der Methode besteht darin, dass mittels rotierender Spule das integrale Feld über die Länge der Spule gemessen wird. Die Länge der Messspule wird nach der Größe des zu messenden Magneten bestimmt, denn die Messung integraler Felder erfordert, dass die erste Ableitung $\frac{\partial}{\partial r}$ mit $\vec{r} \in \mathbb{R}^3$ der parallel zu der Rotationsachse der Spule verlaufende Feldkomponente an beiden Spulenenden gleich Null ist. Deswegen

weisen die Messspulen ein großes Längen-zu-Seiten Verhältnis auf, um die Mittelung über die Länge und gleichzeitig eine hohe laterale Auflösung des Feldes zu ermöglichen. Während der Messung des statischen Magnetfeldes mittels einer rotierenden Spule wird die Differenz des magnetischen Flusses für benachbarte Winkellagen φ_k und φ_{k-1} der Spule gemessen

$$\delta\Phi_k = \Phi(\varphi_k) - \Phi(\varphi_{k-1}). \quad (6.3)$$

Dabei wird das Spannungssignal über die einzelnen Winkelintervalle mittels Spannungsgleichungen aufsummiert

$$\Phi(\varphi_i) - \Phi(\varphi_0) = \sum_{k=1}^i \delta\Phi_k. \quad (6.4)$$

Die in der Messspule induzierte Spannung kann unter Berücksichtigung von (3.65) als

$$\int_{R_1}^{R_2} U_{int}(\varphi) d\varphi = -\Phi(\varphi) = -NL \operatorname{Re} \int_{R_1}^{R_2} \left[\sum_{n=1}^{\infty} \mathbf{C}_n \left(\frac{\mathbf{v}}{R_{ref}} \right)^{n-1} \right] d\mathbf{v} \quad (6.5)$$

geschrieben werden. Da die Spule mit einer Winkelgeschwindigkeit $\omega = d\varphi/dt$ um die Magnetachse rotiert, ist es sinnvoll die Feldbeschreibung in Polarkoordinaten fortzuführen. Mit $\mathbf{v} = x + iy = r e^{i\varphi}$ und nach der Integration (6.5) bekommt man den magnetischen Fluss $\Phi(\varphi)$ und somit die integrierte Spannung als

$$\Phi(\varphi) = NL \operatorname{Re} \left[\sum_{n=1}^{\infty} \frac{R_2^2 - R_1^2}{n R_{ref}^{(n-1)}} \mathbf{C}_n e^{in\varphi(t)} \right]. \quad (6.6)$$

Das in der rechten Seite der Gleichung enthaltene Verhältnis

$$K_n = NL \frac{R_2^n - R_1^n}{n R_{ref}^{(n-1)}} \quad (6.7)$$

beschreibt die Empfindlichkeit der Spule in Bezug auf die n -te harmonische Komponente des Feldes. K_n wird auch als Empfindlichkeitsfaktor bezeichnet [85].

6.3.2 Messsonde zur Feldmessung

Zur Bestimmung der Feldqualität der supraleitenden Dipolmagnete des SIS100 wird eine aus fünf radialen Spulen bestehende Messsonde [92], [93], auch „Maulwurf“ genannt, verwendet. Die Messspulen sind parallel zu einander in einem aus GFK (Glasfaserverstärkter Kunststoff) angefertigten Halter angeordnet. Abbildung 6.5 auf der Seite 86 zeigt die Anordnung der Messspulen in der Sonde. Die geometrischen Charakteristika der einzelnen Spulen sind in der Tabelle 6.2, Seite 86 zusammengefasst. Die Spulen dienen der Messung der azimuthalen Komponente des Feldes. Das Messsignal der Sonde summiert sich aus den in den einzelnen Messspulen induzierten Spannungen. Um die Größe der harmonischen Komponenten des Feldes mit der benötigten Genauigkeit von 2 ppm (parts per million) messen zu können, muss das Messinstrument eine hohe Empfindlichkeit für die

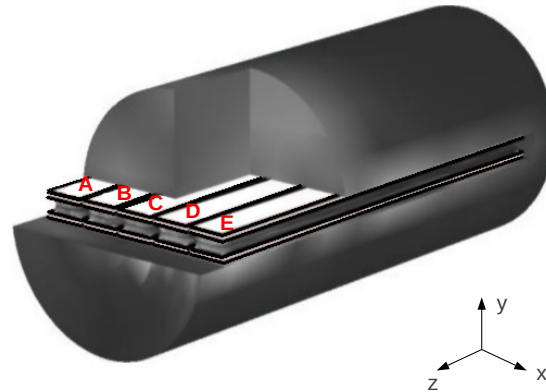


Abbildung 6.5: Anordnung der radialen Messspulen A – E in der Messsonde. Bildquelle [89].

zu bestimmenden Komponenten des Feldes besitzen. Da die Größe der Hauptkomponente des Feldes um den Faktor 10^4 größer als die der höheren harmonischen Komponenten ist, muss der Anteil des durch die Hauptkomponente induzierten Signals aus dem gesamten Messsignal „ausgeschnitten“ werden. Dazu wird eine für die Hauptkomponente des Feldes empfindliche Spule in die Messsonde eingebaut, diese ist in der Abb. 6.5 als Spule A bezeichnet. Das gemessene Spannungssignal U_m ergibt sich zu $U_m = U_A - U_B - U_C + U_D$ [89].

Spule	R_1 mm	R_2 mm	L mm	N
A	−11,91	−17,21	599,3	64
B	−4,70	−10,00	599,3	64
C	−2,52	2,78	599,3	64
D	4,41	9,71	599,3	64
E	11,69	16,99	599,3	64

Tabelle 6.2: Daten der einzelnen Messspulen der Messsonde. R_1 und R_2 geben die Abstände der langen Seiten der einzelnen Messspulen zur Mittelachse der Messsonde. L bezeichnet die Länge der Spule und N die Anzahl der Windungen in der Spule.

Um das statische Magnetfeld mit einer Feldmessung mit rotierenden Spulen bestimmen zu können, muss die Messspule im Magnetfeld mit einer konstanten Winkelgeschwindigkeit gedreht werden. Dazu wird die Messsonde mit einem Piezomotor [90] angetrieben. Zur Bestimmung der Winkelstellungen der Messspule ist in die Messeinheit ein Winkelencoder eingebaut. Der hier verwendete Winkelencoder ist ein Inkrementalgeber, der den relativen Winkel misst. Die zur Feldmessung verwendete Messeinheit ist in Abbildung 6.6 gezeigt.

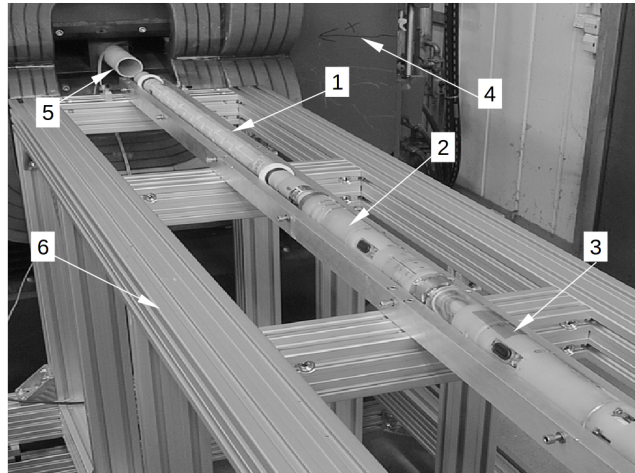


Abbildung 6.6: Aufbau der Messsonde. 1 - Spuleneinheit, 2 - Motoreinheit, 3 - Hilfseinheit, 4 - normalleitender Dipolmagnet, 5 - Antikryostat, 6 - Messbank. Bildquelle [92].

6.3.3 Messverfahren

Zur Durchführung der Feldmessungen wurde in der Apertur des zu untersuchenden supraleitenden Dipolmagneten ein Antikryostat eingebaut, dessen Funktion ist die Messsonde während der Messung vor den im Magnetkryostaten herrschenden Temperaturen von 5 K zu schützen. Der Antikryostat besteht aus einem doppelwandigen GFK-Rohr mit einem Innendurchmesser von 46,9 mm und einem Außendurchmesser von 64,0 mm. Aufgrund der geometrischen Abmaße des Antikryostaten wird der für die Feldmessung zugängliche Bereich innerhalb der Magnetapertur auf eine Region von 125×68 mm begrenzt.

Um die Feldqualität in der frei zugänglichen Apertur mittels der Messsonde mit dem Radius 17 mm messen zu können, wurde diese jeweils an drei Positionen in der Magnetapertur platziert, wobei sich das Zentrum der Sonde in Bezug auf die xy -Ebene auf den Positionen $x = 0$ mm und $x = \pm 30$ mm befand. Abbildung 6.7 zeigt die Anordnung der Messpositionen in der Apertur des Magneten in Bezug auf die xy -Ebene.

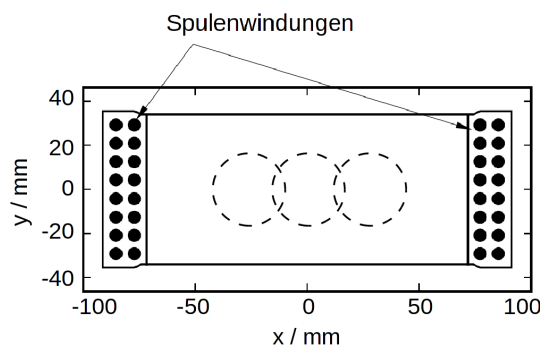


Abbildung 6.7: Frontale Ansicht der Apertur des Magneten. Die Messpositionen in der xy -Ebene sind mit den gestrichelten Kreisen markiert. Bildquelle [43].

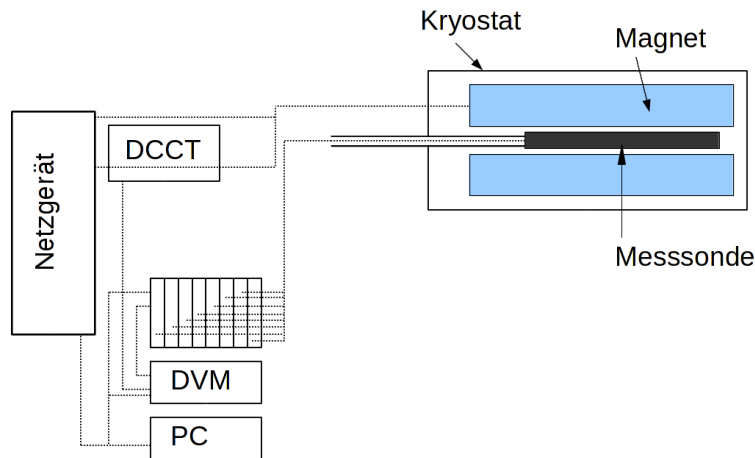


Abbildung 6.8: Messeinrichtung zur Messung des Magnetfeldes supraleitenden Magnete.

Da die Messspulen eine Länge von 600 mm haben und die effektive magnetische Länge des Magneten 2760 mm beträgt, wurde das integrale Feld bei jeder x -Position der Messsonde für fünf Bereiche entlang der Längsachse des Dipolmagneten vermessen. Die Messbereiche in Bezug auf die Längsachse wurden dabei wie folgt gewählt: $z_1 \in [1500; 900 \text{ mm}]$, $z_2 \in [900; 300 \text{ mm}]$, $z_3 \in [300; -300 \text{ mm}]$, $z_4 \in [-300; -900 \text{ mm}]$ und $z_5 \in [-900; -1500 \text{ mm}]$. Dabei entsprechen die Bereiche z_2 , z_3 und z_4 dem zentralen Teil des Magneten, in dem das erregte Feld als ein zweidimensionales Feld betrachtet werden kann. Die Bereiche z_1 und z_5 erstrecken sich über die Regionen an den Magnetenden, in denen die Feldverteilung von einer stark ausgeprägten longitudinalen Komponente des Feldes beeinflusst ist.

Um die Qualität des statischen Magnetfeldes des Dipolmagneten für unterschiedliche Erregungsstufen entlang seiner Arbeitsgerade zu messen, wurde der Magnet bei den folgenden Stufen konstanten Stroms vermessen: 498,99 A, 749,79 A, 1000,26 A, 2000,48 A, 3000,7 A, 4001,08 A, 5001,14 A, 6001,49 A, 6501,40 A, 7501,80 A und 8002,01 A. Das Messsignal von den Integratoren wurde mit Hilfe eines Computerprogramms auf Basis der LabView Software aufgenommen. In Abbildung 6.8 ist die Messeinrichtung zur Durchführung der Feldmessungen schematisch dargestellt.

6.3.4 Auswertung der Messdaten

Die Werte der integralen Spannung, die für die einzelnen Erregungsstufen gemessen wurden, wurden einer schnellen Fourier-Transformation (engl. „fast Fourier transform“ kurz FFT) unterzogen, um die Werte der harmonischen Komponenten C_n der Multipolentwicklung (6.6) zu bestimmen. Die kreisförmigen Multipole C_n wurden für jede Messposition auf einem Kreis mit dem Referenzradius 17 mm, der dem Radius der Messsonde entspricht, berechnet. Somit wurde für jeden Messbereich in der longitudinalen Richtung ein Satz aus berechneten Werten der harmonischen Komponenten \bar{C}_n^c , \bar{C}_n^r und \bar{C}_n^l erstellt, die den in der Abbildung 6.7 gezeigten Messpositionen in der xy -Ebene

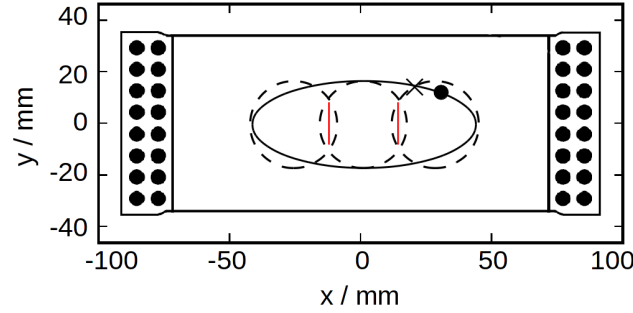


Abbildung 6.9: Das frontale Ansicht an die Apertur des Magneten. Die gestrichelten Kreisen zeigen die Messpositionen in der xy -Ebene. Die die Messpositionen umschließende Ellipse zeigt den für die Feldrekonstruktion (6.8) verwendeten Bereich. \times markiert den Winkel ψ_c bei dem die Ellipse einen von den Kreisen schneidet. Bildquelle [43].

entsprechen. Dabei werden mit $\bar{\mathbf{C}}_n^c$ die harmonischen Komponenten des Feldes für den zentralen Kreis mit Mittelpunkt bei $x_c = 0$ mm und mit $\bar{\mathbf{C}}_n^r$ und $\bar{\mathbf{C}}_n^l$ die harmonischen Komponenten für den linken und den rechten Kreis mit den Mittelpunkten bei $x_l = -30$ mm und $x_r = 30$ mm bezeichnet.

Um die Homogenität des statischen Magnetfeldes in der zur Führung der Teilchenstrahlen vorgesehenen Region bewerten zu können, muss zunächst das Feld auf der den Bereich umschließenden Ellipse, siehe Abb. 6.9 rekonstruiert werden. Die Halbachsen der Ellipse sind dabei

$$a = 45 \text{ mm} \quad \text{und} \quad b = 17 \text{ mm}.$$

In den überlagerten Bereichen weisen die Werte der Hauptkomponente des Feldes einen Sprung auf, der durch die Messunsicherheit der Hauptkomponente bedingt ist [43]. Die Werte der höheren harmonischen Komponenten sind aufgrund der verwendeten Messtechnik genauer bestimmt. Die magnetische Flussdichte muss im luftleeren Raum stetig und stetig differenzierbar sein, um die Laplace-Gleichung (3.52) zu erfüllen. Diese Bedingung muss auch in den überlagerten Bereichen erfüllt werden. Daher lässt sich die vorhandene Abweichung der für den linken und den rechten Kreis bestimmten Hauptharmonischen $\bar{\mathbf{C}}_1^l$ und $\bar{\mathbf{C}}_1^r$ von dem Wert der Hauptharmonischen $\bar{\mathbf{C}}_1^c$ im zentralen Kreis ausgleichen, indem \mathbf{C}_1^l , \mathbf{C}_1^r und \mathbf{C}_1^c so gewählt werden, dass das Integral der Differenz der reproduzierten Felder entlang der vertikalen Linien an der Schnittstellen der zweier Kreise, siehe Abb. 6.9 minimal ist. Als nächste wurde das zweidimensionale komplexe Feld $\mathbf{B}(\mathbf{v})$ mit $\mathbf{v} = x + iy$ auf der Ellipse anhand der Messergebnisse für die benachbarten Regionen nach

$$\mathbf{B}(\mathbf{v}) = \lambda \sum_{n=0}^M \mathbf{C}_n^c \left(\frac{\mathbf{v}}{R_{ref}} \right)^{(n-1)} + (1 - \lambda) \sum_{n=0}^M \mathbf{C}_n^{l,r} \left(\frac{\mathbf{v} - x_{l,r}}{R_{ref}} \right)^{(n-1)} \quad (6.8)$$

berechnet [43]. Dabei bezeichnet λ den Wichtungsfaktor für die Messergebnisse in den benachbarten Regionen, M die Anzahl der Komponenten der Entwicklung, $x_{l,r}$ das Zen-

trum des linken und rechten Messbereiches, R_{ref} den Referenzradius, an dem die harmonischen Komponenten C_n^c und $C_n^{l,r}$ bestimmt wurden. In diesem Fall ist R_{ref} dem Radius der Messsonde gleich und beträgt somit 17 mm. Um die Stetigkeit des rekonstruierten Feldes $\mathbf{B}(\mathbf{v})$ zu garantieren, wird der Faktor λ bestimmt

$$\lambda(p) = 3p^2 - 2p^3, \quad (6.9)$$

wobei p durch

$$p = \begin{cases} 0, & \psi < 0,75\psi_c \\ \frac{2\psi - \pi}{2(0,75\psi_c) - \pi}, & p_0 \leq \psi \leq \pi/2, \end{cases} \quad (6.10)$$

gegeben wird. ψ_c bezeichnet den Winkel bei dem die Ellipse den Kreis mit dem Zentrum bei $x = 30$ mm schneidet [60]. Die entsprechende Stelle für die erste Viertel der rechten Kreises ist in Abbildung 6.9 mit einem Kreuz markiert. Der Winkel ψ wird so ausgewählt, dass die Wichtung der zwei Messungen aus (6.8) dem reziproken Wert des Messfehlers gleicht [91] [43].

Basierend auf den mit Hilfe (6.8) rekonstruierten Feldwerten wurden für jeden Messbereich entlang der z -Achse des Magneten die elliptischen Multipole nach (3.76) berechnet. Anschließend wurden diese unter Anwendung von (3.77) in die kreisförmigen Multipole auf einem Kreis mit dem Referenzradius 40 mm transformiert. Die kreisförmigen Multipole wurden im Weiteren zur Beschreibung der Feldeigenschaften in der Magnetapertur verwendet. Dabei gibt der absolute Wert der Komponenten B_1 und A_1 der Multipolentwicklung (3.66) die Größe der Hauptkomponente des Feldes an. Die relativen Multipole $b_n = B_n/B_1$ und $a_n = A_n/B_1$ geben die Größe der unerwünschten Feldkomponenten an und stellen somit das quantitative Kriterium zur Bewertung der Feldhomogenität dar. Vor der Diskussion der Messergebnisse muss betont werden, dass die Multipolkoeffizienten B_n und A_n von der Anordnung der Magnetpole bzw. der Polschuhe des Magneten, den vorhandenen Symmetrien im Poldesign sowie der Anregungsstufe abhängig sind. So bestimmt die Anordnung der Polschuhe und die Symmetrien im Poldesign die Struktur des Feldes und somit die „Zusammensetzung“ der Multipolkomponenten in der Entwicklung (3.66). Die Größe der aufgeprägten Erregung spiegelt sich in der Größe der vorhandenen Multipolkomponenten wider. Da beim SIS100 Dipolmagneten die Polschuhe mit einem Abstand $\Delta y = 34$ mm parallel zur zentralen xz -Ebene des Magneten angebracht sind, entsteht dadurch ein homogenes Magnetfeld mit Komponenten $B_x = 0$ und $B_y \neq 0$. Bei derartiger Feldverteilung werden die „skew“ Multipole A_n gleich Null bzw. vernachlässigbar klein und werden deswegen bei der Diskussion der Feldhomogenität nicht betrachtet. Weiterhin folgt aufgrund der Symmetrie im Poldesign, dass in der Multipolentwicklung (3.66) nur die Komponenten mit den Indizes $n = m(2N + 1)$ erlaubt sind. Dabei bezeichnet m den Index der Hauptkomponente des Feldes und N ist eine beliebige positive ganze Zahl einschließlich Null [39]. Im Fall eines Dipolmagneten bleiben somit nur die Komponenten mit den Indizes $n = 1, 3, 5, \dots$ erhalten, wobei die Komponente mit dem Index $n = 1$ die Hauptkomponente des Feldes angibt. Bei der nachfolgenden Diskussion der Messergebnisse werden die Hauptkomponente des Feldes und die relativen Multipole b_3, b_5 und b_7 betrachtet. Zur qualitativen und quantitativen Abschätzung der Präzision der Feldbeschreibung, die auf Basis der im Abschnitt 4.3.3

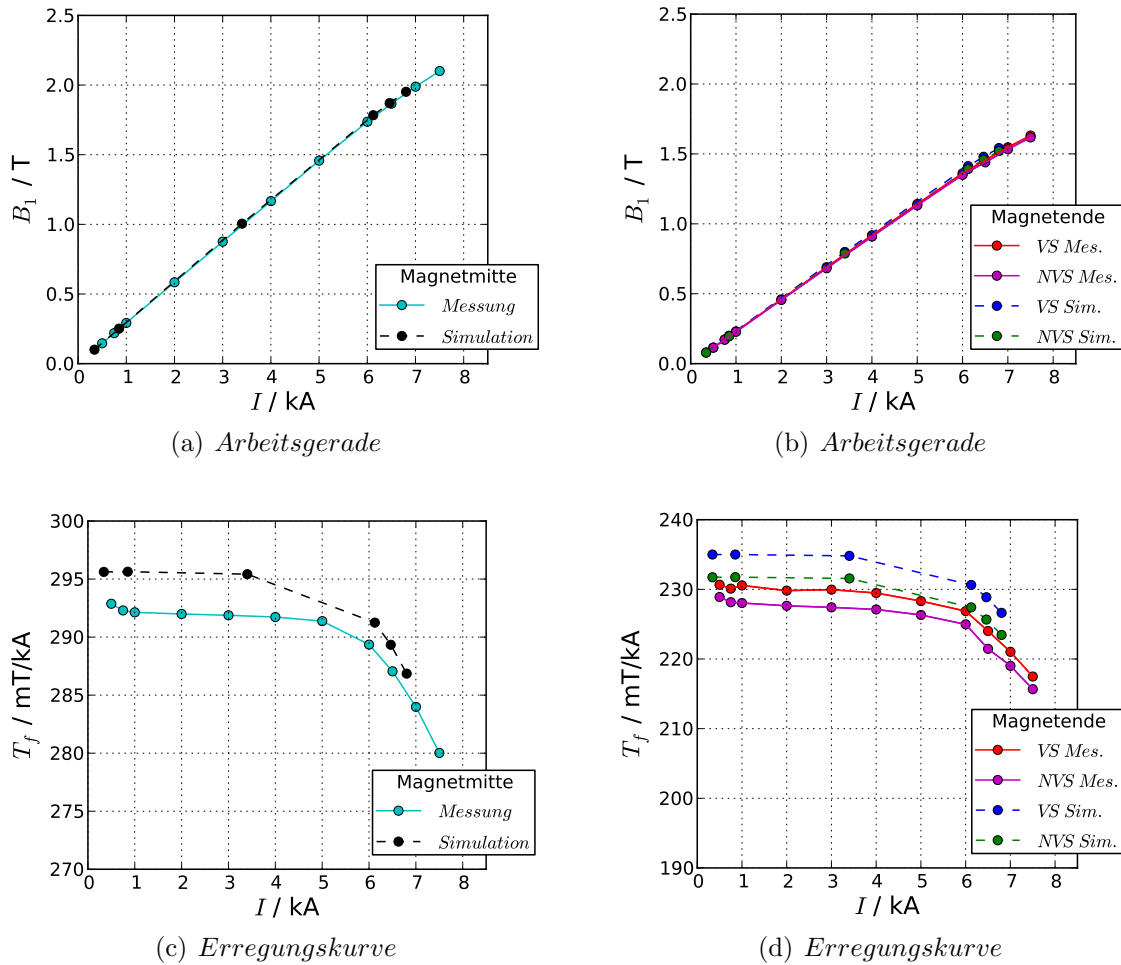


Abbildung 6.10: Der Zusammenhang zwischen der aufgeprägten Erregung und der Hauptkomponente des erregten Feldes des supraleitenden Dipolmagneten des SIS100 in dem zentralen Teil des Magneten und an Magnetenden. (a) und (c) Arbeitsgerade und die Erregungsfunktion für den zentralen Teil des Magneten. Mit blaugrün sind die experimentell bestimmten und mit schwarz die auf Basis der Feldsimulationen berechneten Werte markiert. (b) und (d) Arbeitsgerade und die Erregungsfunktion für die Magnetenden. Mit rot und magentarot sind die experimentell bestimmten Werte und mit grün und blau die auf Basis der Feldsimulationen berechneten Werte für die Verbindungsseite (VS) und Nichtverbindungsseite (NVS) des Magneten markiert. Die Feldsimulationen auf Basis der im Abschnitt 4.3.3 vorgestellten Modells des Magneten wurden mit Vector Fields OPERA® 3D durchgeführt. Die Anzahl der in der Simulation verwendeten Freiheitsgrade ist 7 703 901.

dargestellten Feldsimulationen erstellt wurde, werden die experimentell bestimmten Werten der harmonischen Komponenten des Feldes zusammen mit den aus der numerischen Lösungen berechneten Werten gezeigt.

Die Auswertung der Feldmessungen ergibt, dass bei einer Erregung von 7,5 kA die Größe der Hauptkomponente des Feldes im zentralen Teil des Magneten, der Region mit der in Bezug auf die xy -Ebene invarianten Verteilung der magnetischen Flussdichte, ihren

Designwert von 2,1 T erreicht, siehe Abb.6.10(a). An den Magnetenden ist die Größe der Hauptkomponente des Feldes bei derselben Erregung von 7,5 kA deutlich niedriger, siehe Abb.6.10(b). Die Abschwächung des Feldes in diesen Regionen ist durch die niedrigere Konzentration der Feldlinien sowie die stark ausgeprägte longitudinale Komponente des Feldes bedingt. Der Zusammenhang zwischen der aufgeprägten Erregung und der Hauptkomponente des erregten Magnetfeldes wird auch in den Erregungskurven in Abbildung 6.10(c), (d) des zu untersuchenden Dipolmagneten veranschaulicht. Die dargestellten Erregungskurven spiegeln das nichtlineare Verhalten der Magnetisierung des ferromagnetischen Jochs wider. Dabei ist der nichtlineare Anteil der Erregungskurve bei niedrigen Feldern von 0.1 bis 0.3 T mit der magnetischen Remanenz des Eisens verknüpft, während die vorhandene Nichtlinearität bei hohen Feldern von 1.8 bis 2.1 T durch die Sättigung des Eisens bestimmt ist. Sowohl in Abbildung 6.10(c), (d) als auch in Abbildung 6.11 sieht man, dass der mit der magnetischen Remanenz des Eisens verbundene nichtlineare Anteil nur in den experimentell bestimmten Kurven enthalten ist. Die anhand der Simulationsergebnisse berechneten Werte weisen dagegen keine Nichtlinearität bei niedrigen Feldern auf. Dies kann damit erklärt werden, dass beim Aufbau des numerischen Modells die sogenannte Neukurve zur Bestimmung der materialspezifischen Magnetisierung des Jocheisens verwendet wird, in der die magnetische Remanenz nicht berücksichtigt wird [74]. In Abbildung 6.10 sieht man auch, dass die Werte der Hauptkomponente des Feldes, die auf Basis der Simulationsergebnisse für das betrachtete Modell des Magneten berechnet wurden, eine gute Übereinstimmung mit den aus den Messdaten berechneten Werten zeigen. Die relative Abweichung der auf Basis der Simulationsergebnisse berechneten Werte der Dipolkomponente des Feldes von den experimentell bestimmten Werten liegt im Schnitt bei 2,5%, siehe Abb.6.12 auf der Seite 94.

Bei Betrachtung der höheren harmonischen Komponenten des Feldes in Abbildung 6.11 ist deutlich zu sehen, dass die Feldqualität in dem zentralen Teil des Magneten bei den Erregerfeldern über 2 T von einem Sextupolfeld beeinflusst wird, siehe Abb.6.11(a). Die Größe der relativen Sextupolkomponente beträgt dabei 8 units und überschreitet somit den für die Größe der unerwünschten Feldkomponenten der Strahlführungsmagnete des SIS100 vorgegebenen Grenzwert von 6 units. Die Ursache dafür kann in der stark ausgeprägten Sextupolkomponente des Feldes in den Endbereichen des Magneten gefunden werden, derer Größe bei dem maximalen Erregungsstrom 40 units erreicht, siehe Abb.6.11(b). Die Messergebnisse zeigen, dass eine weitere Optimierung der Endprofile des Jochs notwendig ist, um die Größe der Sextupolkomponente an den Magnetenden zu reduzieren. Bei Betrachtung der relativen Dekapolkomponente des Feldes sowie der siebten harmonischen Komponente in Abbildungen 6.11(c) und (e) sieht man, dass diese im zentralen Teil des Magneten innerhalb der vorgegebenen Grenzen bleiben. Generell weisen die Werte b_5 und b_7 eine schwächere Streuung in Abhängigkeit von der Erregungsstufe auf. Ein Vergleich der Werte b_3 , b_5 und b_7 , die anhand der Feldmessungen bestimmt wurden, mit den Werten der jeweiligen Komponenten, die auf Basis der Simulationsergebnisse berechnet wurden, zeigt, dass beide Datensätze qualitativ dieselbe Abhängigkeit von der Größe der Hauptkomponente aufweisen. Quantitativ zeigen die anhand der Simulationsergebnisse berechneten Werte einen deutlichen Versatz zu den experimentell bestimmten Werten, der mit einer relativen Abweichung bis zu 150% bewertet werden kann, siehe Abb.6.13(a) und (b) auf der Seite 94.

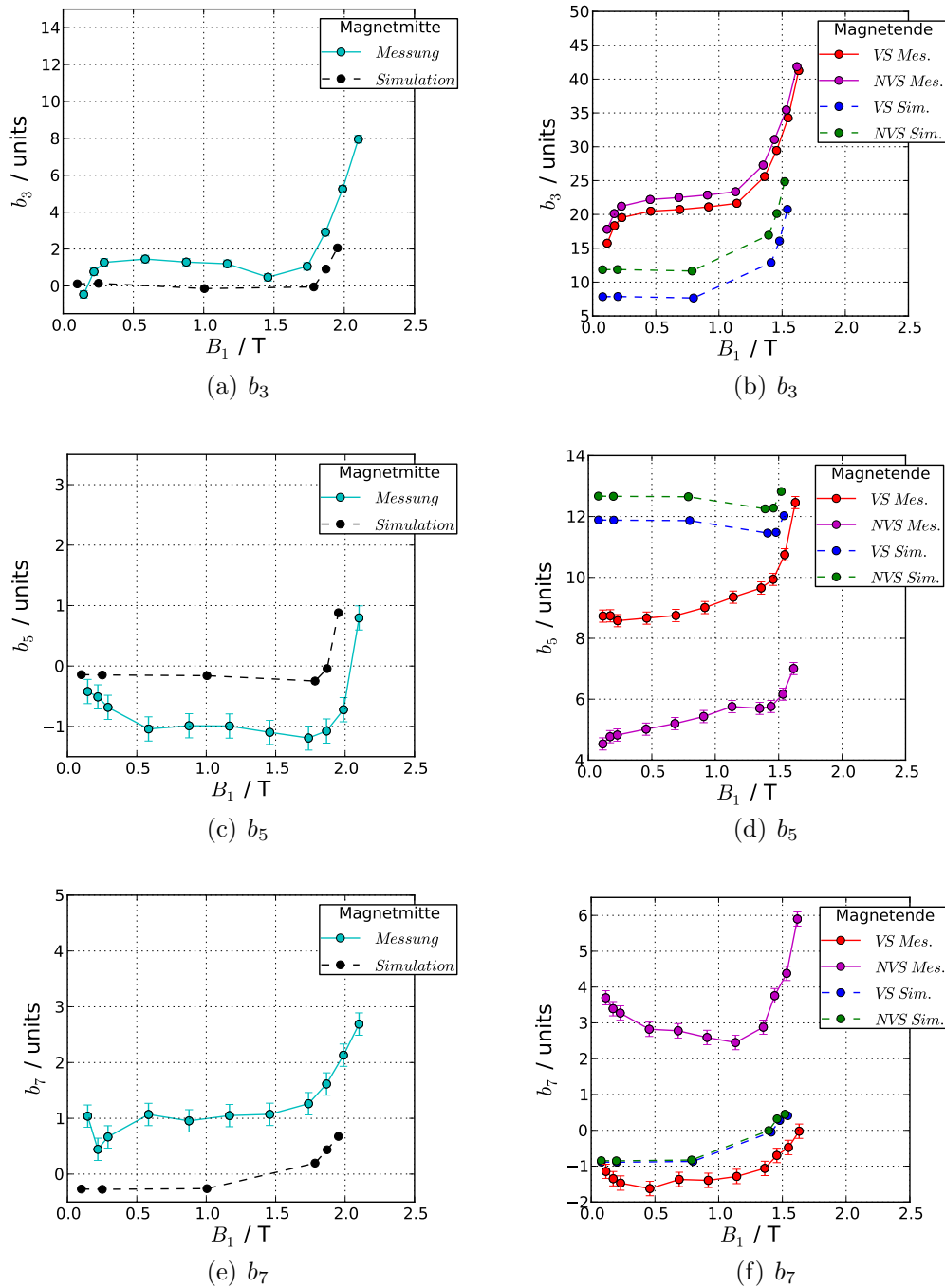


Abbildung 6.11: Integrale Werte der Sextupol- b_3 , Dekapol- b_5 und der siebten harmonischen Komponenten b_7 des Feldes in dem zentralen Teil des Magneten und an Magnetenden. (a), (c), (e): b_3 , b_5 und b_7 in dem zentralen Teil des Magneten. Mit blaugrün sind die experimentell bestimmten und mit schwarz die auf Basis der Feldsimulationen berechneten Werte markiert. (b), (d), (f): b_3 , b_5 , b_7 an den Magnetenden. Mit rot und magentarot sind die experimentell bestimmten und mit grün und blau die auf Basis der Feldsimulationen berechneten Werte für die Verbindungsseite (VS) und Nichtverbindungsseite (NVS) des Magneten markiert.

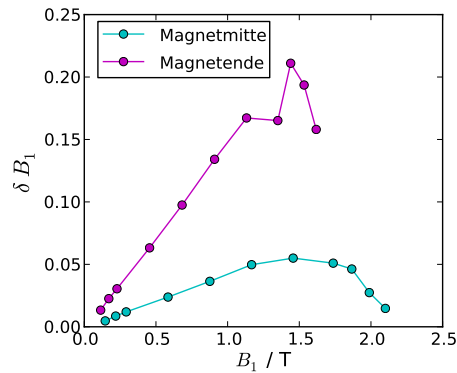


Abbildung 6.12: Relative Abweichung der Werte B_1 , die auf Basis der Simulationsergebnisse berechnet wurden, von den experimentell bestimmten Werten.

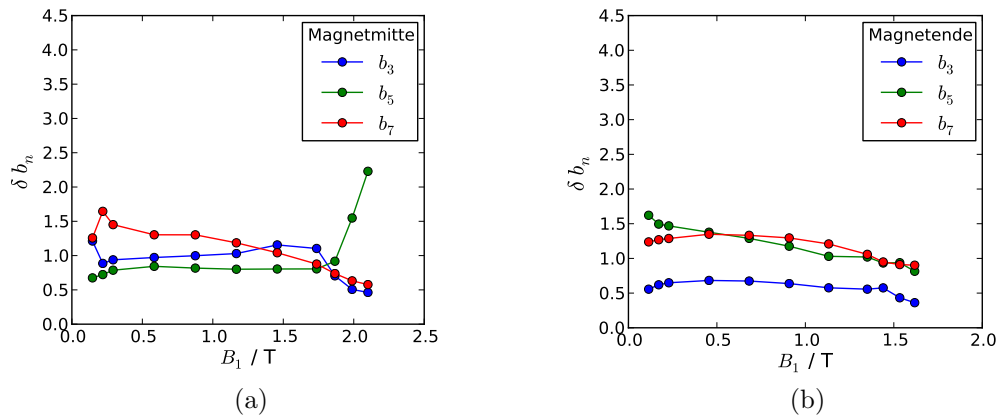


Abbildung 6.13: Relative Abweichung der Werte relativen Sextupol- b_3 , Dekapol- b_5 und der siebten harmonischen Komponenten b_7 des Feldes die auf Basis der Simulationsergebnisse berechnet wurden, von den experimentell bestimmten Werten.

Bei der quantitativen Abschätzung der Präzision der mit Hilfe der Simulationsergebnisse erstellten Feldbeschreibung muss jedoch berücksichtigt werden, dass die absoluten Werte der höheren harmonischen Feldkomponenten eine Größenordnung von 10^{-5} bis 10^{-4} T haben und werden daher durch die kleinsten Abweichungen in der Geometrie oder in der Materialeigenschaften des zu untersuchenden Objekts stark beeinflusst. Bei den Feldsimulationen zur Untersuchung der Feldeigenschaften des supraleitenden Dipolmagneten für SIS100 wurde die Magnetisierung des ferromagnetischen Jocheisens durch eine B - H -Kurve angegeben, die der Raumtemperatur entspricht. Da im Betrieb des supraleitenden Magneten bzw. bei den Feldmessungen die Temperatur des Jochs im Bereich von 6 K bis 10 K liegt, kann der Unterschied in der Magnetisierung des Eisens bei Raumtemperaturen und Betriebstemperaturen des Magneten eine der möglichen Ursachen für die festgestellten Abweichungen der Werte b_3 , b_5 und b_7 darstellen.

6.4 Messung der dynamischen Wärmelasten

Eine besondere Herausforderung für den zukünftigen Betrieb des SIS100 stellen die Betriebsmodi mit Strahlintensitäten von bis zu $5 \cdot 10^{11}$ Ionen pro Sekunde dar, bei denen die supraleitenden Dipolmagnete mit Änderungsraten der magnetischen Flussdichte von bis zu 4 T/s und Wiederholungsraten der Zyklen von bis zu 1 Hz betrieben werden. Die schnellen zeitlichen Änderungen des Magnetfeldes erzeugen in allen elektrisch leitenden Bauteilen der Magnete starke Wirbelströme, die in Folge des Ohmschen Widerstandes zur Erwärmung derselben führten. Besonders betroffen sind davon das ferromagnetische Joch des Magneten, die sich in der Apertur des Magneten befindende Vakuumkammer sowie die supraleitende Spule. Zusätzlich zu den durch die Wirbelströme verursachten Jouleschen Verlusten treten im ferromagnetischen Joch des Magneten sowie in dem supraleitenden Kabel auch die Hystereseverluste auf, die im transienten Betrieb durch die Ummagnetisierung des ferromagnetischen Materials hervorgerufen werden [97]. Dabei sind die Hysteresebedingten Verlustleistungen in der Spule deutlich niedriger als im Magnetjoch. Um den supraleitenden Zustand der NbTi Filamente im Dauerbetrieb aufrecht zu erhalten, muss die in den Magnetkomponenten entstehende Wärme aus dem System abgeführt werden. Dies erfordert ein effektives und stabiles Kühlsystem des Magneten.

Zur Ausarbeitung des den Betriebsanforderungen entsprechenden Kühlsystems ist es notwendig, die zu erwartenden Wärmelasten der Magnetmodule zu kennen. Da die supraleitenden Magnete hoch komplexe Konstruktionen sind, ist es nicht möglich die erforderlichen Werte anhand analytischer Rechnungen zu finden. Die numerischen Simulationen leisten dabei eine große Hilfe, jedoch können die numerischen Modelle nur näherungsweise die realen gekoppelten Prozesse im Magneten beschreiben. Deswegen werden die Werte der dynamischen Wärmelasten am Magneten experimentell ermittelt. Hierfür kommen zwei Messmethoden in Frage. Bei Ersten wird die während des transienten Betriebs austretende Wärmemenge aus den kalorischen Zustandsgrößen des Systems berechnet, daher wird die Methode als kalorimetrische bezeichnet. Bei der zweiten Methode werden die dynamischen Wärmelasten am Magneten mithilfe der elektrischen Methode bestimmt. In diesem Fall ergibt sich die dissipative Leistung als Differenz zwischen der Leistung, die während der ansteigenden Rampe aufgenommen wird und der Leistung, die auf der absteigenden Rampe abgegeben wird. Da im Rahmen der vorliegenden Arbeit bei den Untersuchungen der dynamischen Wärmelasten am Magneten der Akzent auf die kalorimetrische Methode gesetzt wurde, werden in diesem Abschnitt die mithilfe dieser Methode erzielten Ergebnisse hinsichtlich der dynamischen Wärmelasten des ersten Prototyp-Dipolmagneten des SIS100 dargestellt. Die genaue Beschreibung der elektrischen Methode kann den Referenzen [94], [95] entnommen werden. Bevor die Messergebnisse diskutiert werden, werden das bei den Untersuchungen verwendete Messverfahren sowie die ihm zugrunde liegende Messmethode genauer beschrieben.

6.4.1 Kalorimetrische Methode zur Bestimmung dynamischer Wärmelasten

Bei der kalorimetrischen Methode wird die dem zu untersuchenden Objekt zugeführte Wärme aus der Änderung seiner kalorischen Zustandsgrößen berechnet. Im Fall des betrachteten supraleitenden Dipolmagneten wird die Änderung der kalorischen Zustandsgrößen des zur Kühlung des Magneten verwendeten zweiphasigen Heliums zur Bestimmung der dynamischen Wärmelasten benutzt. Nach dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik führt eine beliebige Zustandsänderung des Systems zu Änderung seiner inneren Energie, die gleich der Summe der mit der Umgebung ausgetauschten Arbeit ΔW und der Wärme ΔQ ist.

$$\Delta U = \Delta W + \Delta Q \quad (6.11)$$

Bei einem reversiblen Prozess gilt $\Delta W = -p\Delta V$, wobei ΔV die Volumenänderung bezeichnet [96]. Somit lässt sich die Energiebilanz des Systems als

$$\Delta Q = \Delta U + p\Delta V \quad (6.12)$$

schreiben. Die Summe auf der rechten Seite der Gleichung ist die Enthalpie des Systems. Da die Kühlung des Magneten mit flüssigem Helium im gesättigten Zustand erfolgt, kann die Volumenänderungsarbeit $p\Delta V$ vernachlässigt werden [75] und man bekommt für die dem System zugeführte Wärme $\Delta Q = \Delta U$. Weiterhin ergibt sich aus dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik die Energiebilanz für das betrachtete System zu

$$P = \dot{Q} = \dot{m} (h_a - h_e), \quad (6.13)$$

wobei P die dem System zugeführte Wärmeleistung bezeichnet, die dem Wärmestrom \dot{Q} gleich ist. \dot{m} gibt den Massenstrom durch das System an. h_e und h_a stehen für die Größe der spezifischen Enthalpie des Heliums am Eingang bzw. Ausgang des Systems. Die spezifische Enthalpie ist eine kalorische Zustandsgröße, die als eine Funktion $h(T, p)$ der intensiven Zustandsgrößen Temperatur T und Druck p oder als eine Funktion $h(p, x)$ des Drucks und des Dampfgehalts x dargestellt werden kann. Die Werte der spezifischen Enthalpie lassen sich bei bekannten Werten der intensiven Zustandsgrößen aus den entsprechenden Stoffkennlinien ableiten. Zur Bestimmung der dem Helium zugefügten Wärme werden der Druck und die Temperatur des Heliums am Eintritt in den Magneten sowie am Austritt aus dem Magneten gemessen.

6.4.2 Messverfahren

Um die zu erwartenden dynamischen Wärmelasten in Dipolmodulen des SIS100 experimentell zu ermitteln, wurde der untersuchte supraleitende Dipolmagnet samt der Vakuumkammer zunächst auf die Betriebstemperatur von 4,5 K heruntergekühlt und dann mit einem Wechselstrom betrieben. Als Stromquelle diente ein 11 kA Netzgerät mit aktivem Filter [80], [81]. Zur Bestimmung der maximalen dynamischen Wärmelasten am Magneten ist es nötig den Magnet mit den Erregungsströmen in Form von Dreiecken zu betreiben. Dies konnte jedoch aus zwei Gründen nicht erfüllt werden. Zum einen war

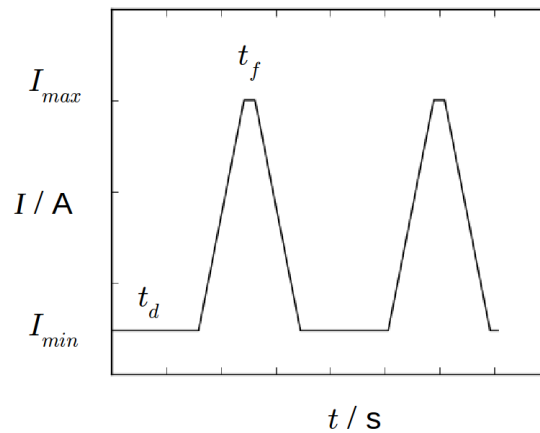


Abbildung 6.14: Veranschaulichung der Form der bei der Messung der dynamischen Wärmelasten am Magneten verwendeten Stromrampen.

das Erzeugen von reinen Dreiecksstromsignalen auf Grund der technischen Charakteristiken des Netzgeräts nicht möglich. Zum anderen konnte in leistungsstarken Zyklen mit Änderungsraten der magnetischen Flussdichte von 2,5 bis 4 T/s auf Grund des hohen hydraulischen Widerstandes der Spule eine zuverlässige Kühlung des Magneten mit den zur Verfügung stehenden Mitteln nicht gewährleistet werden. Deswegen wurde das angestrebte Dreieckssignal durch ein trapezförmiges Signal ersetzt, bei dem dem Dreieckssignal an den Strommaxima und Stromminima jeweils kurze Plateaus mit dem konstanten Strom angefügt wurden. Abbildung 6.14 veranschaulicht die Form des verwendeten Stromsignals. Während der Messserie wurde der Magnet mit unterschiedlichen Stromzyklen gefahren, bei denen der in der Abbildung 6.14 gezeigte minimale Strom I_{min} einen konstanten Wert von 10 A hatte und die Größen des maximalen Stroms I_{max} sowie der Stromrampen variiert wurden. Tabelle 6.3 gibt die während der Messserien verwendeten Werte des maximalen Stroms und der Stromrampen an. Die Zusammenhänge zwischen den Amplituden des Erregungsstroms und der Größe der magnetischen Flussdichte in der Apertur des Magneten und zwischen den Strom- und Feldrampen sind in Tabelle 6.4 auf Seite 98 dargestellt.

Bei den Messungen der dynamischen Wärmelasten wurde auch untersucht, ob das

I_{max} / kA	\dot{I} / kA/s						
4,10	3,50	5,25	7,0	8,75	10,5	12,25	14,00
4,80	3,50	5,25	7,0	8,75	10,5	12,25	14,00
5,50
6,60
7,50	3,50	5,25	7,0	8,75	10,5	12,25	14,00

Tabelle 6.3: Werte des Stroms und der Stromänderungsraten die bei den Messungen der dynamischen Wärmelasten am Prototyp-Dipolmagneten verwendeten wurden.

I_{max} / kA	4,1	4,8	5,5	6,6	7,5			
B_{max} / T	1,2	1,4	1,6	1,9	2,1			
\dot{I} / kA/s	3,5	5,25	7,0	8,75	10,5	12,25	14,0	
\dot{B} / T/s	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0	

Tabelle 6.4: Die Zusammenhänge zwischen den Werten des Erregungsstroms und der Größe der magnetischen Felddichte in der Apertur des untersuchten Prototyp-Dipolmagneten sowie zwischen den Strom- und Feldrampen.

Kühlsystem des Magneten und der Kammer eine ausreichende Leistung hat, um die auftretenden Wärmelasten auf Dauer effektiv von der Kaltmasse abzuführen. Dazu wurde der Magnet mit jedem in der Tabelle 6.3 angegebenen Erregungssignal mindestens 90 Minuten lang betrieben. Die Dauer der Messung ist durch die Geschwindigkeit der Abläufe der thermodynamischen Prozesse im Magneten bedingt.

Während der Magnet mit den unterschiedlichen Stromzyklen gerampt wurde, wurden die zur Bestimmung der dynamischen Wärmeleistungen am Magneten benötigten Größen, Druck und Temperatur des Heliums, gemessen. Die bei den Messungen verwendeten Sensoren sind in der Tabelle 6.5 zusammengefasst.

Um die dynamischen Wärmeleistungen am Magneten und der Vakuumkammer mit Hilfe der kalorimetrischen Methode mit hoher Genauigkeit bestimmen zu können, müssen die einzelnen Komponenten der Gleichung (6.13) möglichst genau bestimmt werden. Dabei muss auch berücksichtigt werden, dass die eindeutige Bestimmung der spezifischen Enthalpie als einer Funktion der gemessenen Druck- und Temperaturwerte nur in einphasigen Gebieten möglich ist. Demzufolge wurden die Temperaturen und Drücke des Heliums jeweils an den Stellen gemessen, wo es sich in einem einphasigen Zustand befand. Abbildung 6.15 auf der Seite 99 zeigt das Schema der Messeinrichtung. Bei der Kühlung des Magneten wird die Strömung des flüssigen Heliums zunächst durch die supraleitende Spule des Magneten und dann durch die Kühlrohre des Jochs geleitet. Daher wurde der Einlassdruck p_{eM} in der Nähe der Eintrittsstelle des flüssigen Heliums ins Kühlröhrchen des supraleitenden Kabels mit dem Drucksensor PM1 gemessen. Das Helium befindet sich an dieser Stelle noch im unterkühlten, einphasigen Zustand. Der Heliumdruck p_{aM} wurde am Austritt aus dem Kühlrohr des Jochs mit dem Drucksensor PM2 gemessen. Sowohl der Einlass- als auch der Auslassdruck wurden direkt gemessen. Im Gegensatz

Messgröße	Nomenklatur	Messgerät	Messunsicherheit
Druck	PM1, PM2	piezoresistiver Druckmessumformer	0,05 %
Temperatur	TM1	kryogene Widerstandsthermometer	0,09 K
	TV1–TV10		
Temperatur	TH1, TH2	kryogene Widerstandsthermometer	0,09 K
Massenfluss	MF1	thermischer Mass Flow Meter	1 %

Tabelle 6.5: Liste der Sensoren, die zur Messung der dynamischen Wärmelasten am Magneten verwendet wurden. Die Angaben zu den Sensoren sind den Datenblättern [98], [99] und [100].

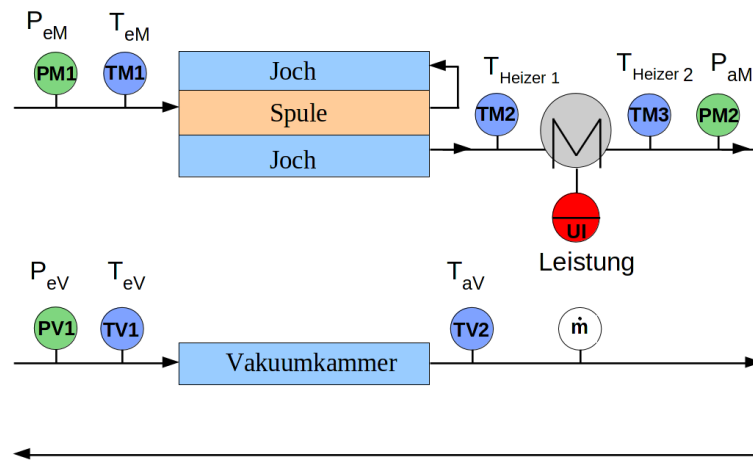


Abbildung 6.15: Ein Schema der Messeinrichtung zur Bestimmung der dynamischen Wärmelasten am Magneten. Zur Messung der Heliumdrücke am Eintritt und am Austritt aus dem Magneten wurden die Druckmessumformer PM1 und PM2 verwendet. Der Temperatursensor TM1 wurde am Eintritt in die Spule auf der Oberfläche des supraleitenden Kabels angeklebt und diente zur Bestimmung der Heliumtemperatur an dieser Stelle. Die Temperatursensoren TM2 und TM3 befinden sich im Inneren der Heliumleitung am Ausgang aus dem Magneten. Mit dem Sensor TM2 wurde die Temperatur des Heliumflusses am Ausgang aus dem Magneten gemessen. Mit Hilfe des Heizers und der Temperatursensoren TM2 und TM3 wurde der Massenfluss des Helium durch den Magneten bestimmt. Der Heliumdruck und die Temperatur am Eintritt und am Ausgang des Kühlkreis der Vakuunkammer wurden mit den Sensoren PV1, TV1, TV2 bestimmt, wobei die Temperatursensoren wurden auf die Oberfläche der Kühlrohre angeklebt. Der Massenfluss durch den Kühlkreis der Kammer wurde mit einem Massenflussdetektor gemessen.

zu den Druckmessungen konnte die Temperatur des Kühlmittels nicht an allen in Frage kommenden Stellen direkt gemessen werden. Da das Kühlröhrchen des supraleitenden Kabels einen Durchmesser von nur 4 mm hat, war eine direkte Messung der Heliumtemperatur T_{eM} am Eintritt in die Spule ohne Beeinträchtigung der Heliumströmung nicht möglich. Deswegen wurde die Heliumtemperatur an dieser Stelle mit Hilfe eines an der Oberfläche des supraleitenden Kabels angeklebten Thermosensors TM1 abgeschätzt. Die Temperatur T_{aM} des Heliums am Austritt aus dem Magneten bzw. aus dem Kühlrohr des Magnetjochs konnte dagegen direkt gemessen werden. Dazu wurde der im Inneren der Heliumleitung nah beim Austritt aus dem Magneten angebrachte Temperatursensor TM2 benutzt. Da das Helium als überhitzter Dampf aus dem Magneten austritt und somit einphasig ist, kann seine spezifische Enthalpie eindeutig aus den gemessenen Druck und Temperaturwerten bestimmt werden. Stromabwärts von dem Thermosensor TM2 wurden im inneren der Heliumleitung ein Heizer und ein weiterer Thermosensor TM3 eingebaut, siehe Abb.6.15, die zur Bestimmung des Heliummassenflusses durch den Magneten dienten.

Die Vakuunkammer des Dipolmagneten hat einen eigenen Kühlkreis und wird parallel zu dem Magneten mit einer zweiphasigen Heliumströmung gekühlt. Dadurch können auch die dynamischen Wärmelasten an der Kammer bestimmt werden. Dazu wurden der

Massenfluss des Heliums sowie der Heliumdruck und die Temperaturen am Eintritt und am Austritt aus dem Kühlkreis der Kammer gemessen. Die Anordnung der Temperatur- und Drucksensoren an der Vakuumkammer ist ebenfalls in Abb.6.15 dargestellt. Zur Messung des Einlassdrucks im Kühlrohr der Kammer wurde der Druckmessumformer PM1 benutzt. Bei der gegebenen Gesamtlänge der Kühlrohre von 12 m und einem Innendurchmesser von 4mm ist der Druckabfall über die Länge des Kühlkreises $2 \cdot 10^{-3}$ bar und kann somit als vernachlässigbar klein eingeschätzt werden. Daher gilt $p_{aV} = p_{eV}$. Auf Grund des geringen Innendurchmessers der Kühlrohre war es nicht möglich, die Temperatur des Heliums direkt im Fluss zu messen. Deswegen wurden die Temperaturen des Heliums am Eintritt und am Austritt aus den Kühlrohren mit den an der Oberfläche des Rohrs befestigten Temperatursensoren TV1 und TV2 gemessen.

Ergänzend zu den Messungen der dynamischen Wärmelasten am Magneten und seiner Vakuumkammer wurden auch die statischen Wärmelasten gemessen, die durch die von den Kryostatwänden und dem Strahlungsschutzschild ausgehende Wärmestrahlung entstehen. Dazu wurden die entsprechenden Zustandsgrößen des Kühlmittels am Eintritt und am Austritt aus dem Kühlkreis gemessen. Da sich das Helium in Abwesenheit von zusätzlichen Wärmequellen am Austritt aus dem Joch immer noch im zweiphasigen Zustand befindet, war es nicht möglich, ohne weitere Vorkehrung die zur Berechnung der Wärmeleistung benötigte spezifische Enthalpie des Heliums an dieser Stelle anhand von Druck und Temperaturwerten zu bestimmen. Deswegen wurde der Heliumfluss nach dem Austritt aus dem Joch eine zusätzliche Wärmemenge mittels des Heizers, siehe Abb.6.15, zugeführt, wodurch das zweiphasige Helium in überhitztes gasförmiges Helium überführt wurde. Die mit dem Temperatursensor TM3 gemessene Temperatur des überhitzten Heliumdampfes wurde zur weiteren Berechnung der statischen Wärmelast am Magneten benutzt. Zur Bestimmung der statischen Wärmelast an der Vakuumkammer mussten keine zusätzlichen Vorkehrungen getroffen werden. Da die Vakuumkammer auf Grund ihrer Anordnung im Magneten der Wärmestrahlung von den Kryostatwänden und dem Strahlungsschild deutlich weniger ausgesetzt ist, befindet sich das Helium auch am Austritt aus dem Kühlkreis der Kammer noch im unterkühlten Zustand, wenn der Kammer keine zusätzliche Wärme zugeführt wird. So konnten die Messwerte von den Sensoren PM1, TV1 und TV2 zur Berechnung der statischen Wärmelast an der Kammer verwendet werden. Die Messwerte der Druck- und Thermosensoren wurden während der beiden Messserien kontinuierlich alle fünf Sekunden mit Hilfe des am Teststand entwickelten PC-Hostprogramms aufgenommen und gespeichert.

6.4.3 Auswertung der Messergebnisse

Anhand der gemessenen Werte der Heliumdrücke und Temperaturen und unter Verwendung von (6.13) wurden die statischen und dynamischen Wärmelasten des Magneten und seiner Vakuumkammer berechnet.

Statische Wärmelasten der Magnetkomponenten

Die statische Wärmelast der Vakuumkammer wurde für jeden Messpunkt als

$$P_{sV} = \dot{m}_V \cdot [h_{aV}(T_{aV}, p_{eV}) - h_{eV}(T_{eV}, p_{eV})] \quad (6.14)$$

berechnet. Dabei bezeichnet \dot{m} den gemessenen Wert des Heliummassenflusses durch die Kühlkreis der Kammer. Die Werte der spezifischen Enthalpie h_{eV} und h_{aV} am Eintritt und am Austritt aus den Kühlrohren wurden für die gemessenen Druck- und Temperaturwerte anhand einer Datenbank der extensiven Zustandsgrößen des Heliums bestimmt. Anschließend wurde der Mittelwert der statischen Wärmelast an der Vakuumkammer als der arithmetische Mittelwert der N einzelnen berechneten Werte P_V berechnet.

$$\bar{P}_{sV} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N P_{sVi} \pm \Delta \bar{P} = 2,6 \text{ W} \pm 0,5 \text{ W} \quad (6.15)$$

Mit $\Delta \bar{P}$ wird die Gesamtmessfehler angegeben. Die Methode zur Berechnung der Gesamtmessfehler wird im nachfolgenden Abschnitt des Kapitels erläutert. Die Berechnung der statischen Wärmelast am Magneten erfolgte mit

$$P_{sM} = \dot{m}_M \cdot [h_{aM}(T_{Heizer2}, p_{aM}) - h_{eM}(p_{eM}, x_{eM})] - P_H, \quad (6.16)$$

wobei die spezifische Enthalpie des Heliums h_{eM} am Eintritt in den Kühlkreis des Magneten als eine Funktion des Einlassdrucks p_{eM} und des Dampfgehalts $x_{eM} = 0$ des Heliums dargestellt wurde. Die spezifische Enthalpie am Austritt aus dem Joch h_{aM} wurde als eine Funktion des Auslassdrucks p_{aM} und der Temperatur $T_{Heizer2}$ angegeben. Die Werte der spezifischen Enthalpie h_{eM} und h_{aM} wurden für die gegebenen Drücke, Temperatur und Dampfgehalt anhand der Datenbank der extensiven Zustandsgröße des Heliums bestimmt. P_H gibt die Wärmeleistung an, die dem Helium mittels des Heizers zugefügt wurde. Der Heliummassenfluss \dot{m}_m in dem Kühlsystem des Magneten wurde unter Berücksichtigung von (6.13) als

$$\dot{m}_M = \frac{P_H}{[h_2(T_{Heizer2}, p_{aM}) - h_1(p_{eM}, x_{eM})]} \quad (6.17)$$

berechnet.

Aus den einzelnen berechneten Werten P_{sM} wurde der Mittelwert der statischen Wärmelast am Magneten \bar{P}_{sM} zu $7,6 \text{ W} \pm 0,7 \text{ W}$ berechnet.

Dynamische Wärmelasten in Magnetkomponenten

Als nächstes wurden die dynamischen Wärmelasten des Magneten und der Vakuumkammer für jeden Stromzyklus berechnet. Dazu wurden zunächst die volle Wärmelast P^*

$$P^* = P_d + P_s$$

des Magneten und der Kammer für jeden Stromzyklus anhand der gemessenen Temperatur- und Druckwerten bestimmt. Die dynamische Wärmelast P_d ist dann die Differenz

zwischen der vollen P^* und der statischen Wärmelast P_s . Die Berechnung der vollen Wärmelast an der Vakuumkammer erfolgte analog zu Berechnung der statischen Wärmelast (6.14). Der Mittelwert der dynamischen Wärmelast in jedem Stromzyklus ergibt sich dann als

$$\bar{P}_V = \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N P_{Vi}^* \right) - \bar{P}_{sV}. \quad (6.18)$$

Bei der Bestimmung der vollen Wärmelasten des Magneten wurde im Vergleich zum statischen Fall (6.16) ein etwas anderer Datensatz verwendet. Somit werden diese mit

$$P_M = \dot{m}_M \cdot [h_{aM}(T_{aM}, p_{aM}) - h_{eM}(p_{eM}, x_{eM})] - \bar{P}_{sM}, \quad (6.19)$$

berechnet. Der Heliummassenfluss wurde in diesem Fall als

$$\dot{m}_M = \frac{P_H}{[h_2(T_{Heizer2}, p_{aM}) - h_1(T_{Heizer1}, p_{aM})]} \quad (6.20)$$

berechnet. Der Mittelwert der dynamischen Wärmelast in jedem Stromzyklus ist dann

$$\bar{P}_M = \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N P_{Mi}^* \right) - \bar{P}_{sM}. \quad (6.21)$$

Basierend auf den mit (6.18) und (6.21) bestimmten dynamischen Wärmelasten der Magnetkomponenten wurden die zur Ausarbeitung eines stabilen und zuverlässigen Kühlsystems der Magnete im Ring benötigten Werte der maximal zu erwartenden dynamischen Wärmelasten des Dipolmoduls berechnet. Dazu wurden die für die trapezförmigen Zyklen berechneten Werte \bar{P}_V und \bar{P}_M , auf Dreieckszyklen skaliert. Als Skalierungsfaktor wurde das Verhältnis $\tau = t_{cyc}/t_\wedge$ benutzt, mit

$$t_\wedge = \frac{2(I_{max} - I_{min})}{\dot{I}} \quad \text{und} \quad t_{cyc} = t_\wedge + t_d + t_f.$$

t_d und t_f bezeichnen die Dauern der dem Dreieckssignal zugefügten Plateaus mit konstanten Stromwerten, siehe Abb. 6.14. Die dynamischen Wärmelasten P_\wedge für die Dreieckszyklen bekommt man als

$$P_\wedge = \bar{P}\tau. \quad (6.22)$$

Die berechneten Werte von P_\wedge des Magneten und der Vakuumkammer für die verschiedenen Dreieckszyklen sind in den Tabellen 6.6 und 6.7 angegeben.

Für den intensivsten Betriebsmodus des SIS100 mit dem Erregungsstrom $I_{max} = 7,5$ kA und einer Stromrampe \dot{I} von 14 kA/s bzw. $B_{max} = 2,1$ T und $\dot{B} = 4$ T/s beträgt die zu erwartende dynamische Wärmelast des Magneten 80 W und der Vakuumkammer 31,1 W. Der zur Auslegung der Kryoversorgung des Synchrotrons relevante Wert der maximal zu erwartenden dynamischen Wärmelast der einzelnen Dipolmodule ergibt sich aus der Summe der dynamischen Wärmelasten der Magnetkomponenten, die für das untersuchte Modell des supraleitenden Dipolmagneten 111,1 W beträgt. Die Analyse den berechneten Werten ergibt, dass die dynamische Wärmelast in einem Dipolmodul sich auf 70% aus der induzierten Verlustleistung im Magneten und auf 30% aus der Verlustleistung in der Kammer zusammensetzt.

		$P_{\Lambda V} / \text{W}$						
B_{max}/T	$\dot{B} / \text{T/s}$	1	1,5	2	2,5	3	3,5	4
1,2		9,01	16,70	22,84	29,13	41,41	48,64	52,62
1,4		12,38	18,12	24,55	31,96	42,68	50,40	58,28
1,6		14,22	20,93	27,39	39,65	43,99	54,19	71,04
1,9		15,93	23,31	31,94	44,04	52,27	66,86	76,97
2,1		16,77	24,75	34,49	47,07	56,46	68,24	80,04

Tabelle 6.6: Dynamische Wärmelasten des Dipolmagneten für Dreieckszyklen mit gegebenen Amplituden und Änderungsraten der magnetischen Felddichte.

		$P_{\Lambda V} / \text{W}$						
B_{max}/T	$\dot{B} / \text{T/s}$	1	1,5	2	2,5	3	3,5	4
1,2		1,91	4,57	8,14	13,37	18,11	25,22	32,03
1,4		1,88	4,64	8,40	13,24	18,36	25,16	32,61
1,6		1,90	4,58	8,40	13,68	18,78	25,86	32,83
1,9		1,85	4,49	8,17	12,81	18,11	25,00	32,34
2,1		1,78	4,36	7,81	12,27	17,59	23,72	31,14

Tabelle 6.7: Dynamische Wärmelasten der Vakuumkammer des Dipolmagneten für Dreieckszyklen mit gegebenen Amplituden und Änderungsraten der magnetischen Felddichte.

Fehleranalyse

Da die dynamischen Wärmelasten des Magneten sowie der Vakuumkammer keine direkt messbaren Größen sondern die Aufgabengrößen sind, wurde der resultierende Fehler der Messergebnisse mittels der Fehlerfortpflanzung abgeschätzt. Für die kalorimetrischen Verlustmessungen setzt sich der Messfehler aus

- systematischen Messfehlern, die mit der Messunsicherheiten einzelner Messgeräte verbunden sind,
- und statistischen Messfehlern, die durch den Messaufbau und den Betrieb bei den tiefen kryogenen Temperaturen entstehen

zusammen. Die Abschätzung des resultierenden Fehlers wurde für den Mittelwert der dynamischen Wärmeleistungen \bar{P}_m und \bar{P}_V bei jedem Stromzyklus durchgeführt. Nach den Grundregeln für die Abschätzung der Fehlerfortpflanzung für Messreihen [101] folgt für die Standardabweichung $\Delta\bar{y}$ des arithmetischen Mittelwertes \bar{y} einer abhängigen Größe $y(x_1, x_2, \dots, x_n)$,

$$\Delta\bar{y} = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial y}{\partial x_i} \Delta\bar{x}_i \right)^2} \quad (6.23)$$

wobei x_i die unabhängigen Messgrößen sind und $\Delta\bar{x}_i$ den mittleren Fehler der ins Gesamtergebnis eingehenden einzelnen Messgrößen bezeichnet. Da die systematischen und stati-

schen Fehler $\Delta x_{i(system)}$ und $\Delta x_{i(stat)}$ der einzelnen Messgrößen bei den Verlustmessungen derselben Größenordnung haben, werden diese im Form einer Gesamtmessfehler

$$\Delta x_i = \sqrt{\Delta x_{i(system)}^2 + \Delta x_{i(stat)}^2} \quad (6.24)$$

in (6.23) einbezogen. Die Standardabweichung $\Delta \bar{P}$ der mittleren dynamischen Wärmeleistung \bar{P} für jeden gemessenen Zyklus ergibt sich zu

$$\Delta \bar{P} = \sqrt{|(h_2 - h_1) \Delta \bar{m}|^2 + |\dot{m} \Delta \bar{h}_1|^2 + |\dot{m} \Delta \bar{h}_2|^2}. \quad (6.25)$$

$\Delta \bar{m}$, $\Delta \bar{h}_1$ und $\Delta \bar{h}_2$ sind die Standardabweichungen des mittleren Massenflusses, und der mittleren Enthalpie des Heliums am Eintritt und am Austritt aus dem Kühlkreis. Der berechnete Wert der Standardabweichung $\Delta \bar{P}_M$ beträgt 1.7 W bzw. 8,5% für die Stromzyklen mit den langsamen Stromrampen von 3,5 kA/s bis 5,25 kA/s, die den Feldrampen von 1 T/s bzw. 1.5 T/s entsprechen. Für die Stromzyklen mit den Stromraten von 7 kA/s bis zu 14 kA/s bzw. den Feldrampen von 2 T/s bis zu 4 T/s beträgt $\Delta \bar{P}_M$ 0,9 W bzw. 3,9%.

Regressionsmodell der dynamischen Wärmelasten der Magnetkomponenten

Die dynamischen Wärmelasten der Komponenten der schnellgerampten Beschleunigermagnete summieren sich aus den Wirbelstromverlustleistungen in ihren elektrisch leitenden Bauteilen und den Hystereseverlusten, die hauptsächlich in dem ferromagnetischen Joch auftreten. Dabei weisen die durch die Wirbelströme bedingten Verlustleistungen eine quadratische Abhängigkeit von der Frequenz des Erregungssignals und der Amplitude des erregten Magnetfeldes auf [36], [97]. Die durch die Ummagnetisierung des ferromagnetischen Materials des Magnetjochs hervorgerufenen Wärmeleistungen hängen linear von der Frequenz des Erregungssignals ab. Der Zusammenhang der Hystereseverluste mit der Größe des Magnetfeldes ist eine nicht-lineare Funktion [97]. Unter Berücksichtigung dieser physikalischen Zusammenhänge wurden die berechneten Werte der dynamischen Wärmelasten im Dipolmodul P_Λ sowie die entsprechenden Werte für den Magneten $P_{\Lambda M}$ und seine Vakuumkammer $P_{\Lambda V}$ durch eine Regressionsbeziehung P'_Λ mit einem nichtlinearen Ansatz der Form

$$P'_\Lambda = q_h (B_{max}) f + q_e (B_{max}) f^2, \quad \text{wobei} \quad f = \frac{1}{\tau_\Lambda} \quad (6.26)$$

beschrieben. q_h und q_e sind die von der Amplitude des Magnetfeldes abhängigen Modellparameter und bezeichnen die Anteile der Verlustleistungen, die durch die Hysterese und die Wirbelströme verursacht werden. Die Modellparameter wurden mit Hilfe einer Multi-parameter Anpassungsfunktion [103] auf Basis der Methode der kleinsten Quadrate [104] berechnet. Als Gewichtung bei der Berechnung der Parameter q_h und q_e diente das Verhältnis $1/\Delta P_\Lambda$. Für jeden Satz der Werte $P_{\Lambda M} (B_{max} = \text{konst})$ und $P_{\Lambda V} (B_{max} = \text{konst})$ aus den Tabellen 6.6 und 6.7 wurde eine eigene Ausgleichsfunktion $P'_{\Lambda M} (B_{max} = \text{konst})$ bzw. $P'_{\Lambda V} (B_{max} = \text{konst})$ erstellt. Die berechneten Werte der dynamischen Wärmeverluste am Magneten $P_{\Lambda M}$ und der Vakuumkammer $P_{\Lambda V}$ sowie ihnen entsprechenden Regressionskurven sind in Abbildung 6.16(a) und (b) auf Seite 97 dargestellt.

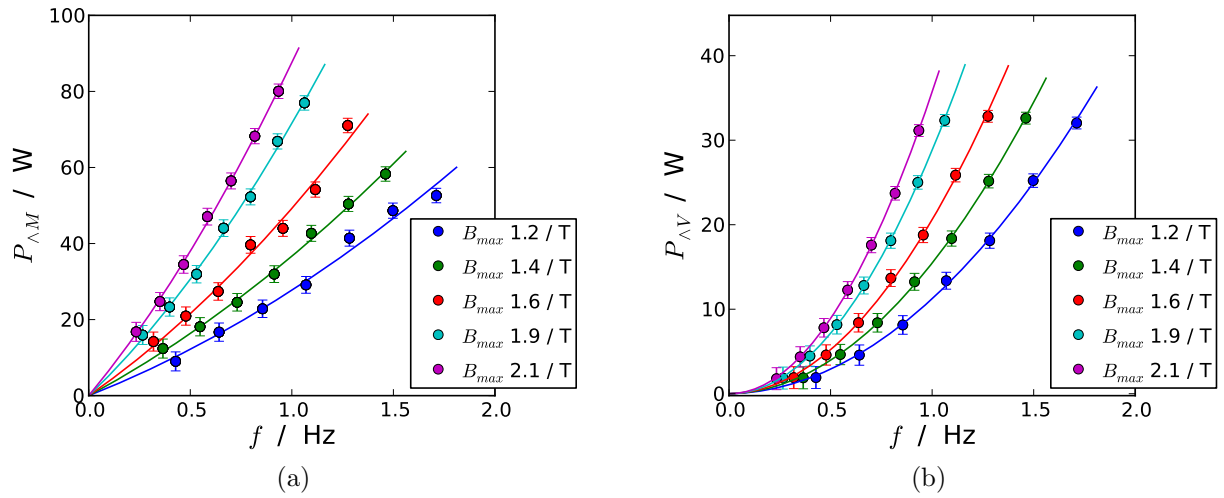


Abbildung 6.16: Die aus den Messungen bestimmten Werte der dynamischen Wärmelasten der Komponenten des Dipolmagneten für die Dreieckszyklen mit verschiedenen Werten von B_{max} und die ihnen entsprechenden Regressionskurven in Abhängigkeit von der Frequenz der Feldänderungen. (a) Dynamische Wärmelasten des Magneten, (b) dynamischen Wärmelasten der Vakuumkammer.

Die Analyse der Modellparameter q_h und q_e zeigt, dass diese mit ausreichender Genauigkeit mit den Funktionen

$$q_h(B_{max}) = h_a B_{max} + h_b B_{max}^2 \quad (6.27)$$

$$q_e(B_{max}) = \begin{cases} 0, & B_{max} < B_{th} \\ e_a (B_{max} - B_{th})^2, & B_{max} > B_{th} \end{cases} \quad (6.28)$$

beschrieben werden können. Dabei sind h_a , h_b , e_a und B_{th} unabhängige Modellparameter. B_{th} gibt den Feldwert an, bei dem die induzierten Wirbelströme in den Magnetkomponenten als vernachlässigbar klein eingeschätzt werden können. Die mittels der Methode der kleinsten Quadrate berechneten Werte der Modellparameter h_a , h_b , e_a und B_{th} sind in der Tabelle 6.8 angegeben.

Komponente	h_a	h_b	e_a	B_{th}
Magnet	0,2	14,31	6,57	0,2
Vakuumkammer	0,9	-0,47	10,09	0,2
Dipolmodul	1,09	13,84	16,66	0,2

Tabelle 6.8: Modellkoeffizienten der Regressionsrechnung für die dynamischen Wärmelasten an den Komponenten des Dipolmagneten.

Basierend auf diesen Koeffizienten wurden unter Anwendung von (6.27) und (6.28) die Modellparameter $q_e(B_{max})$ und $q_h(B_{max})$ berechnet. Abbildung 6.17 veranschaulicht die Ergebnisse der Regressionsrechnung. Man sieht, dass die gewählten Ansätze zur Näherung der abhängigen Parameter $q_h(B_{max})$ und $q_e(B_{max})$ diese gut beschreiben.

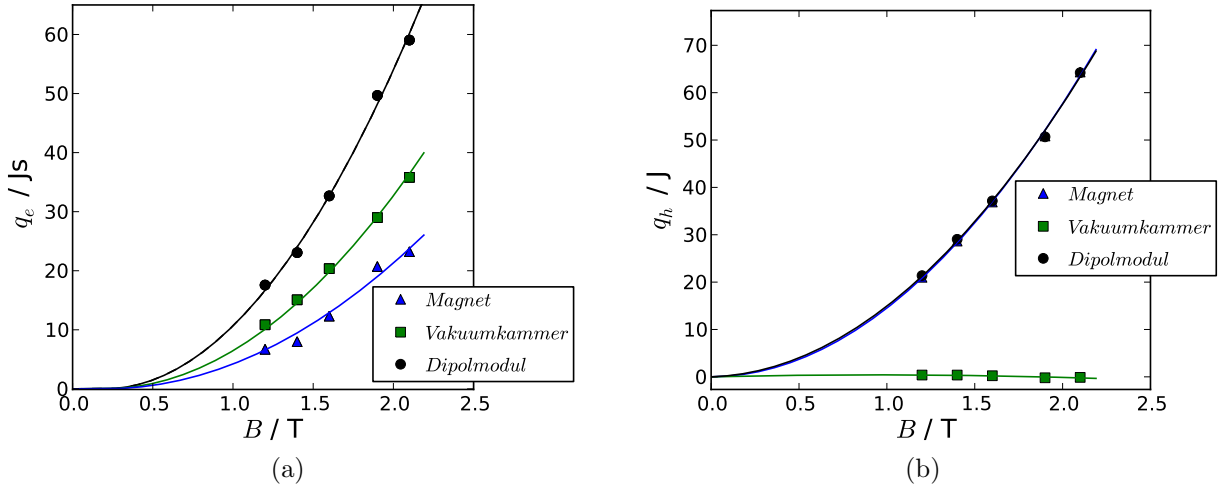


Abbildung 6.17: Die Modellparameter q_e und q_h der quadratischen Regression (6.26) und ihnen entsprechenden Ausgleichskurven in Abhängigkeit von der Größe des Magnetfeldes. (a) Wirbelstrombedingte Verlustleistung q_e , (b) Hystereseverluste q_h der Magnetkomponenten und des kompletten Dipolmoduls.

Trotz der zweifachen Regressionsrechnung ist der physikalische Sachverhalt der zu untersuchenden Prozesse in dem Modell vollständig erhalten.

So sind die Anteile der durch Wirbelströme verursachten Verluste sowohl in den dynamischen Verlustleistungen des Magneten als auch in denen seiner Vakuumkammer enthalten, während der Anteil der Hystereseverluste in der aus unmagnetischen Edelstahl angefertigten Vakuumkammer gleich Null ist. Man sieht auch, dass die gesamten dynamischen Verlustleistungen im Magneten sich zu einem Drittel aus den Wirbelstromverlustleistungen und zu zwei Dritteln aus den Hystereseverlusten zusammensetzen. Das Verhältnis zwischen den Hystereseverlust- und Wirbelstromverlusten sowie ihre Absolutwerte stimmen mit den in [70] und [71] dargestellten Ergebnissen der 3D Simulationen für das untersuchte Modell des SIS100 Dipolmagneten überein.

Mit Hilfe des erstellten Regressionsmodells können nun die zur Auslegung der Kryoversorgung des Synchrotrons relevanten Werte der zu erwartenden dynamischen Wärmelast der einzelnen Dipolmodule sowie seiner Komponenten für jeden beliebigen Betriebsmodus berechnet werden. So wurden, basierend auf den ermittelten Werten der Modellparameter h_a , h_b , e_a und B_{th} , die dynamischen Wärmelasten der Magnetkomponenten für die geplanten Betriebsmodi des SIS100 berechnet. Diese sind in der Tabelle 6.9 angegeben. Ein Vergleich der berechneten und der gemessenen Werte der Wärmelasten in Komponenten des Magneten zeigt, dass die Wärmelasten in Magneten mit einer Abweichung von 10% mit Hilfe des erstellten Modells hervorgesagt werden können. Die Wärmelasten an der Vakuumkammer können aufgrund der geringeren Messgenauigkeit mit einer Abweichung von 40% abgeschätzt werden. Man sieht auch, dass die in der Vakuumkammer induzierten Verlustleistungen 30% der gesamten Verluste P'_t ausmachen. Die Größe der induzierten Jouleschen Verlustleistungen in der Vakuumkammer betont die klare Notwendigkeit in der Minimierung derselben. Die im Abschnitt 5.1.1 dargestellten ana-

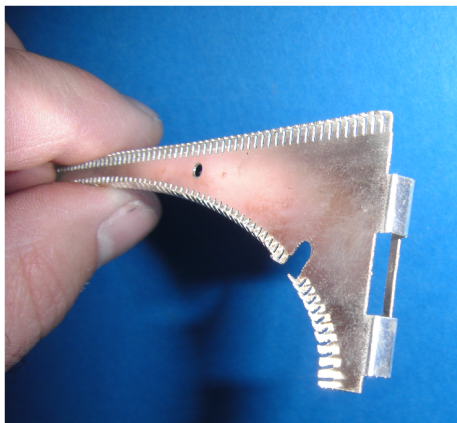
FAIR Zyklen	B_{max} T	t_f s	f_c Hz	\bar{P}'_t W	\bar{P}'_V W	\bar{P}'_M W	\bar{P}_M W	\bar{P}_V W
1	1,2	0,1	0,71	40,57	15,67	24,9		
2a	1,2	0,1	0,71	40,57	15,67	24,9	18,13	10,99
2b	0,5	0,1	0,56	8,85	4,19	4,66		
2c	1,9	0,1	0,56	61,30	19,62	41,68		
3a	1,2	1,3	0,38	21,84	8,44	13,41	12,71	5,85
3b	0,5	1,7	0,29	4,68	2,22	2,46		
3c	1,9	1,7	0,29	32,45	10,39	22,07	23,21	8,34
4	1,0	0,1	0,20	22,07	7,06	15,01	15,94	5,69
5	1,9	0,1	0,20	22,07	7,06	15,01		
\wedge	1,9	0	1,05	116,15	37,19	78,98		

Tabelle 6.9: Zu erwartende dynamischen Wärmelasten des Dipolmoduls P'_t sowie des Magneten P'_M und seiner Vakuumkammer P'_V , die für die geplanten Betriebsmodi des SIS100 anhand des parametrisierten Modells des Prozesses berechnet wurden. \bar{P}_M und \bar{P}_V geben die gemessenen Werte an. t_f und f_c bezeichnen die Extraktionsdauer und die Frequenz des Zyklus.

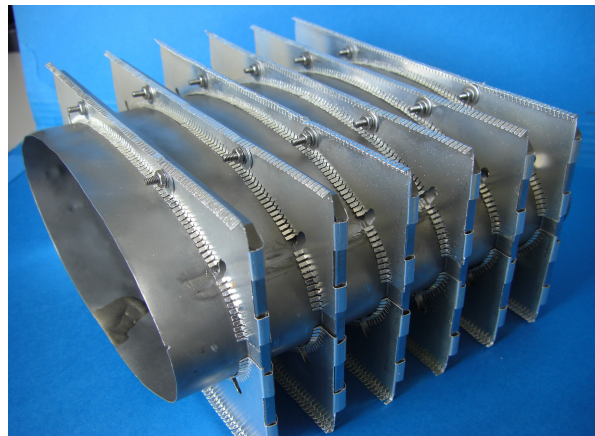
lytischen Abschätzungen sowie die Ergebnisse der Simulationen aus [57] und [70] zeigen, dass die Verlustleistungen in der Vakuumkammer zum größten Teil aus den Wirbelstromverlustleistungen in den Kammerwänden und in ihrem Kühlkreis bestehen, die Verlustleistung in den Steifigkeitsrippen ist dagegen gering. Die analytischen und numerischen Abschätzungen zeigen auch, dass die Verlustleistungen in den Kammerwänden und in dem Kühlkreis annähernd gleich groß sind. Da die Wirbelströme im dünnwandigen Strahlrohr durch die Herabsetzung dessen Wandstärke auf 0,3 mm, sowie durch die Verwendung des Edelstahl AISI 316L, der geringe elektrische Leitfähigkeit bei der Temperatur des flüssigen Heliums bereits während der Entwicklungs- und Fertigungsphasen minimiert wurden, kann die Verringerung der Wirbelströme im Strahlrohr mit der Direktkühlung nur durch die Minimierung der Wirbelströme im Kühlkreis erreicht werden. Eine mögliche Lösung könnte in der Verwendung der im Abschnitt 5.2 dargestellten Kühlkonzept der Vakuumkammer gefunden werden, in dem die Kühlung der Kammer mittels ihrer thermischen Anbindung an das kalte Joch des Magneten erfolgt.

6.5 Versuche an der Vakuumkammer mit einer Kontaktkühlung

Um die Realisierbarkeit des Konzepts der Kontaktkühlung der Vakuumkammer zu testen, wurde am GSI-Darmstadt ein Testmodell einer derartigen Kammer vorbereitet. Für die Anfertigung des Testmodells wurde ein 100 mm langes Stück der Vakuumkammer mit direkter Kühlung benutzt, von dem die Kühlrohre entfernt wurden. Die Versteifungsrippen wurden mit zusätzlichen „thermischen“ Rippen ausgerüstet, um die thermische Anbindung des dünnwandigen Strahlrohrs an das kalte Joch des Magneten zu sichern. Bei den so genannten „thermischen“ Rippen handelt es sich um die aus 0,1 mm dünnem Edelstahlblech angefertigten Rippen, die mit einem nicht ferromagnetischen Material hoher Wärmeleitfähigkeit beschichtet sind, siehe Abb. 6.18 (a). Im Fall des betrachteten Test-Modells wurden die „thermischen“ Rippen mit einer 25 μm dünnen Schicht hoch reines Silbers durchgehend beschichtet. Abbildung 6.18 (b) zeigt das Test-Modell des Strahlrohrs mit der Kontaktkühlung.



(a)



(b)

Abbildung 6.18: Aufbau der Vakuumkammer mit einer Kontaktkühlung. (a) „Thermische“ Rippe, (b) ein 100 mm langes Stück der Vakuumkammer, die mit den „thermischen“ Rippen ausgerüstet ist. Die Fotos wurden von Herrn Johann Macavei, GSI zur Verfügung gestellt.

Das Ziel der Untersuchung bestand darin, die zu erwartende Kühlkapazität der „thermischen“ Rippen in realen Bedingungen zu ermitteln. Eine entscheidende Rolle spielt dabei die stabile mechanische Anbindung der „thermischen“ Rippen an das Strahlrohr und an das kalte Joch des Magneten, denn in einer Vakuum-Umgebung, in der sich ein supraleitender Dipolmagnet des SIS100 samt seiner Vakuumkammer befindet, kann die Kühlung einer warmen Fläche mittels Wärmeleitung nur unter der Voraussetzung eines sicheren Kontakts zwischen der zu kühlenden und der kalten Fläche gewährleistet werden.

Um die reale Anordnung der Vakuumkammer in dem supraleitenden Dipolmagneten des SIS100 nachzubauen, wurden die 150 mm langen Teststücke des Jochs und der supraleitenden Spule des im Abschnitt 6.1 dargestellten Dipolmagneten benutzt. Zur

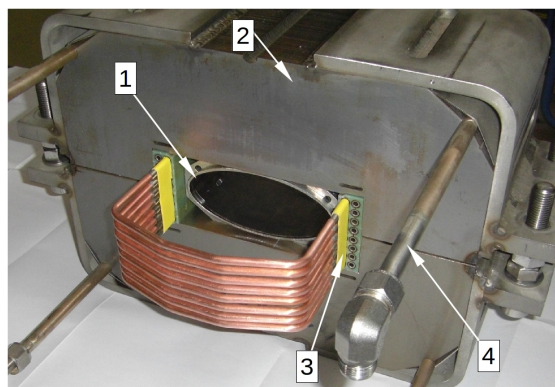


Abbildung 6.19: Aufbau des Testmodells des Dipolmagneten zu den Tests der Realisierbarkeit der Kühlung der Vakuumkammer mittels einer Kontaktkühlung. 1 - Vakuumkammer, 2 - Joch, 3 - supraleitende Spule, 4 - Kühlrohr des Jochs. Bildquelle: Fotoarchiv der MT-Gruppe, GSI.

Kühlung des Modells wurde ein dem realen Magneten getreuer Kühlkreis des Jochs aufgebaut. Damit auch die Spule während des Tests gekühlt werden konnte, wurden die einzelnen Kühlröhrchen des Spulenkabels kurzgeschlossen, siehe Abb. 6.19. Da bei einem derartigen Aufbau des Testmodells es nicht möglich war, das Modell mit dem Strom zu betreiben, wurden die im transienten Betrieb des Magneten zu erwartenden Wärmeeinträge in der Vakuumkammer mittels eines Heizers initiiert. Dazu wurden unter Berücksichtigung der räumlichen Verteilung der Wirbelströme zwei „Platten“-Heizer an der Innenwand des Strahlrohrs an den Stellen mit der maximalen Größe der Wärmeeinträge eingebaut. Bei den „Platten“-Heizer handelt es sich um zwei $50\text{ }\mu\text{m}$ dünne Platten aus Chrom-Nickel-legiertem Edelstahl AISI 301 mit der Länge von 100 mm und der Breite 20 mm.

Um die Temperaturen des Strahlrohrs, der wärmeleitenden Rippen und des Jochs während der Tests kontrollieren zu können, wurden diese mit den Temperatursensoren ausgerüstet. Die Anordnung der Temperatursensoren ist in der Abbildung 6.20 auf der Seite 110 veranschaulicht. Anschließend wurde die Vakuumkammer in die Apertur des Magnetmodells eingebaut. Zur Durchführung der Tests wurde der Gesamtaufbau in einen Kryostat eingebaut und auf die Betriebstemperatur des supraleitenden Magneten mittels einer Strömung flüssigen Heliums heruntergekühlt.

Um die Kühlkapazität der „thermischen“ Rippen zu ermitteln, wurde eine konstante Spannung an die Metallplatten angelegt, wodurch diese auf Grund des Ohm’schen Widerstandes sich und das Strahlrohr aufgeheizt haben. Die Größe der angelegten Spannung wurde so gewählt, dass die in den Heizelementen dissipierte Wärme P_H den Wert von 0,25 W, 0,5 W, 0,76 W und 1,0 W annahm. Umgerechnet auf die Länge der Vakuumkammer eines supraleitenden Dipolmagneten des SIS100 entspricht es dem Wert von 5 W, 10 W, 15 W und 20 W und ist somit den in den Betriebsmodi mit den Feldrampen von 3 T/s, 3,5 T/s, 4 T/s und 4,5 T/s auftretenden Verlustleistungen im elliptischen Strahlrohr identisch.

Die Analyse der Temperaturfelder an der Oberfläche des Strahlrohrs, der „thermischen“ Rippe und am Joch zeigt, dass bei dem Einbringen einer konstanten Wärmeleis-

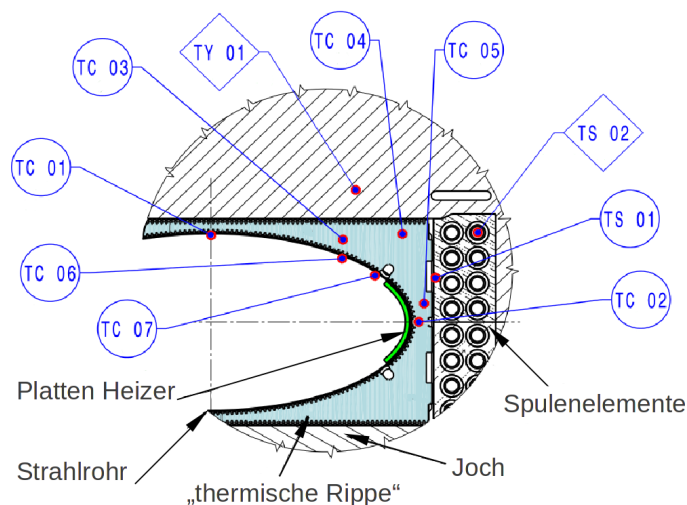


Abbildung 6.20: Anordnung der Temperatursensoren an dem Testmodell der Vakuumkammer mit einer Kontaktkühlung. Die Temperaturdetektoren TC01, TC02, TC06 und TC07 sind an der Oberfläche des dünnwandigen Strahlrohrs angeklebt. Die Temperaturdetektoren TC03, TC04 und TC05 befinden sich an der thermische Rippe. Der Temperatursensor TY01 gibt die Temperatur des Jochs an der Kontaktfläche Joch–thermische Rippe wieder. Bildquelle [105].

tung P_H von 0,25 W und 0,5 W die Temperaturen aller Elemente nach einem Anstieg zu einem Gleichgewicht kommen. Daraus lässt sich schließen, dass die Menge der dem System zugefügten Wärme mittels Wärmeleitung über die „thermischen“ Rippen an das kalte Joch abgegeben wird und die Kühlkapazität des Kühlsystems des Jochs ausreicht, um diese zusätzliche Wärmemenge von dem Joch abzuführen. Bei den höheren Werten der Wärmeeinträge stiegen die Temperaturen des Strahlrohrs, der Rippe sowie des Jochs immer weiter, ohne zu einem Gleichgewichtszustand zu kommen. Dies zeigt, dass die Menge der dem System zugefügten Wärme größer als die vorhandene Kühlleistung ist. Bei der Betrachtung der in Abbildung 6.21(a), Seite 111 dargestellten Temperaturverteilung an der „thermischen“ Rippe sieht man, dass an der Kontaktstelle zwischen der Rippe und dem Joch, die mit den Temperatursensoren TC04 und TY01 überwacht wird, siehe Abb.6.21(b), die Temperatur einen Sprung um 1 K erfährt. Dies weist auf einen Wärmeübergangswiderstand hin, welcher aufgrund eines unsicheren Kontakts zwischen der Rippe und dem Joch entstehen kann. Daraus lässt sich schließen, dass das verwendete Design der „thermischen“ Rippen keinen sicheren Kontakt zwischen dem zu kühlenden und dem kalten Körper bietet. Der unsichere Kontakt zwischen den Rippen und dem Joch erschwert den Wärmetransport von der Oberfläche des Strahlrohrs zu dem kalten Joch und führt dazu, dass die Temperatur des Rohrs an den aufgeheizten Stellen bereits bei der Größe der zugeführten Wärme von 0,5 W, das bei der Umrechnung auf die volle Länge des Strahlrohrs eines supraleitenden Dipolmagneten des SIS100 der Wärmemenge von 10 W entspricht, auf 16 K steigt, siehe Abb. 6.22(a). Die maximal zulässige Temperatur des Strahlrohrs, die sich aus der Forderung an das Niveau des für den Hochstrombetrieb mit U^{28+} benötigten statischen Vakuums ergibt [4], beträgt 15 K. Ein Anstieg der Rohrtemperatur über die vorgegebene Schranke würde im Betrieb des Synchrotrons zu

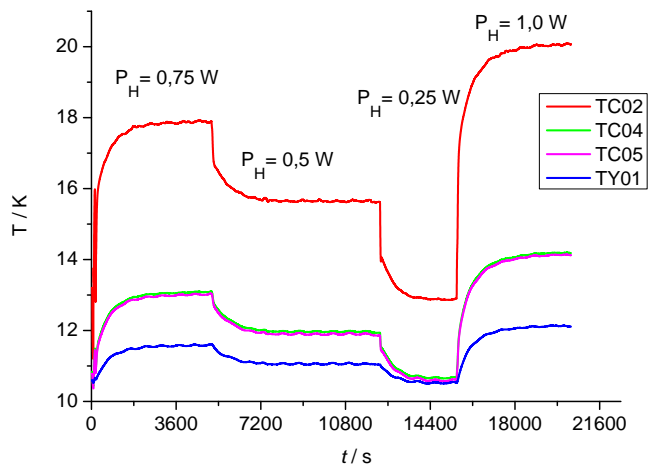


Abbildung 6.21: Temperaturverteilung an der thermische Rippe bei unterschiedlichen Größen der zugeführte Wärmeleistung. Der Messfehler beträgt 0,09 K.

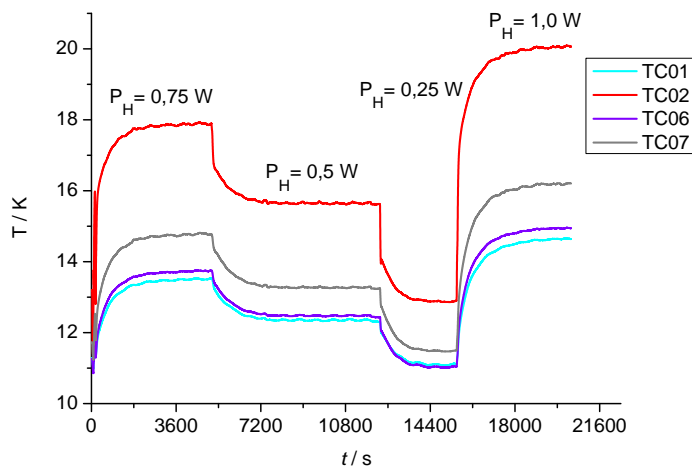


Abbildung 6.22: Temperaturverteilung an der Oberfläche des dünnwandigen Strahlrohrs bei unterschiedlichen Größen der zugeführten Wärmeleistung. Der Messfehler beträgt 0,09 K.

Desorption der an der Rohrwand adsorbierten Restgasmoleküle und als Folge zu einem Druckanstieg des Strahlvakuum führen. Dies würde dann ein Verlust des Strahls bedeuten.

Aus den Untersuchungen ergibt sich, dass bei dem verwendeten Design der „thermischen“ Rippen und der vorhandenen Kühlkapazität des Jochs das für den sicheren Betrieb des SIS100 mit Ionenstrahlen von U^{28+} benötigte Temperaturniveau an der Oberfläche des Strahlrohrs nicht gewährleistet werden kann. Mit einem besseren mechanischen Kontakt der „thermischen“ Rippen zu dem Joch und bei den Jochtemperaturen im Bereich von 7 – 8 K könnte die Temperatur des Strahlrohrs während der Beschleunigungszyklen

mit der Änderungsrate der magnetischen Flussdichte von 4 T/s an dem geforderten Niveau von 15 K gehalten werden.

7. Zusammenfassung und Schlussfolgerungen

Der Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit liegt in den Untersuchungen gekoppelter elektromagnetischer und thermischer Felder supraleitender Beschleunigermagnete mit dem Fokus auf der Homogenität des erzeugten statischen Magnetfeldes in der Magnetapertur sowie auf den dynamischen Wärmelasten des Magneten und seiner Komponenten. Im Vordergrund der Untersuchungen steht dabei ein Modell des schnellgerampten Dipolmagneten, der an der GSI im Rahmen des FAIR-Projekts entwickelt wurde. Derartige Beschleunigermagnete werden demnächst im Betrieb des neuen Schwerionensynchrotrons SIS100 zur Ablenkung der Ionen- und Protonenstrahlen auf die vorgegebene Umlaufbahn eingesetzt werden.

Die oben genannten physikalischen Charakteristika des Dipolmagneten sind für die Ausarbeitung eines den Betriebsanforderungen des SIS100 entsprechenden Dipolmagneten sowie für die Auslegung eines zuverlässigen Systems zur Kühlung der supraleitenden Magnete im Synchrotronring von grundlegender Bedeutung.

Aufgrund des komplexen Designs des Magneten lassen sich die angesprochenen Charakteristika nur mit numerischen Simulationen oder Messungen an Testmodellen bestimmen. Im Rahmen der durchgeführten Untersuchungen wurden beide Methoden verwendet. So wurde die Feldhomogenität in der Magnetapertur beziehungsweise in der zur Führung der Teilchenstrahlen vorgesehenen Region mittels Feldsimulationen auf Basis dreidimensionaler Modelle des Dipolmagneten und Messungen an dem Prototypen bestimmt. Da die Feldhomogenität mit einer Genauigkeit von 10^{-4} T bestimmt werden muss, wurde in einer Studie die Genauigkeit der mittels Feldsimulationen berechneten Felder untersucht. Die dynamischen Wärmelasten des Magneten und seiner Vakuumkammer wurden experimentell bestimmt. Zusätzlich zu diesen Untersuchungen wurde auch die Größe der Wärmelasten in einzelnen Konstruktionselementen der Kammer anhand analytischer Berechnungen abgeschätzt. Die Motivation dazu ergab sich aus der bestehenden Forderung von 15 K für die maximal zulässige Temperatur der Kammer während des Hochstrombetriebs des SIS100 mit U^{28+} Ionen. Da die Jouleschen Verluste in den einzelnen Bauelementen der Kammer nur schlecht modelliert werden können und sich nicht messen lassen, wurde auf die analytische Methode zurückgegriffen. In den nachfolgenden Abschnitten des Kapitels werden die Ergebnisse der durchgeführten Untersuchungen und die sich daraus ergebenden Schlussfolgerungen zusammengefasst.

7.1 Untersuchung der Genauigkeit der Feldsimulationen

Die Strahlführungsmagnete eines Synchrotrons müssen hoch homogene Felder erzeugen, um die zu beschleunigenden geladenen Teilchen während der Umläufe im Synchrotronring auf ihren Bahnen halten zu können. Für das SIS100 liegt die zulässige Obergrenze für die unerwünschten Feldkomponenten bei $6 \cdot 10^{-4}$, bezogen auf die Größe der Hauptkomponente. Die konventionelle Art zur Bestimmung der Größe unerwünschter Feldkomponenten und somit zur Bestimmung der Feldhomogenität in der Magnetapertur ist die Darstellung der bereits bekannten Feldverteilung als Multipolentwicklung. Dabei wird die Feldverteilung in der Apertur zunächst durch Feldsimulationen oder Messungen bestimmt. Die Tatsache, dass die zu bestimmenden Größen im Bereich von 10^{-4} T liegen, fordert eine sehr genaue Beschreibung des Magnetfeldes, was wiederum eine hohe Genauigkeit numerischer Lösungen und die Anwendung hoch präziser Messgeräte erfordert.

Um die Anforderungen an die Genauigkeit der Feldbeschreibung zu erfüllen, müssen in den numerischen Modellen die Geometrie, die Struktur und die Materialeigenschaften des zu untersuchenden Objekts möglichst exakt wiedergeben und das Rechenggebiet mit ausreichender Genauigkeit aufgelöst werden. Im Rahmen der Arbeit wurde anhand zweier Simulationsreihen auf Basis von zwei- und dreidimensionalen Modellen des SIS100 Dipolmagneten die Auswirkung unterschiedlicher Diskretisierungen des Rechengebiets auf die Genauigkeit der numerischen Lösungen untersucht. Da die aus einem Nuclotronkabel hergestellte Spule des Magneten aufgrund der komplexen Struktur des Kabels nur näherungsweise mit den zur Verfügung stehenden tetraedrischen und kubischen Gittern aufgelöst werden kann, wurde in den Simulationsstudien auch untersucht, welche Auswirkung auf die Feldverteilung in der zur Strahlführung vorgesehenen Region die Verwendung vereinfachter Geometrien des Kabels bei der Modellierung der Spule hat. Zur Berechnung der Feldverteilung im Magneten wurden die kommerziellen Softwarepakete CST EM STUDIOTM und Vector Fields OPERA[®] benutzt. Dabei wurden bei den Simulationen mit CST EM STUDIOTM tetraedrische und bei den Simulationen mit Vector Fields OPERA[®] kubische Gitter verwendet.

Die Ergebnisse der Untersuchungen zeigen, dass die Feldverteilung in der Magnetapertur mit beiden Softwarepaketen mit der erforderlichen Genauigkeit dargestellt wird. Dabei wird die benötigte Genauigkeit der Lösung im Fall eines homogenen tetraedrischen Gitters mit rund 12 Millionen Gitterzellen erreicht. Bei einem homogenen kubischen Gitter wird das Rechenggebiet mit rund vier Millionen Gitterzellen ausreichend aufgelöst.

Es wurde auch gezeigt, dass die Verwendung einer vereinfachten Darstellung der Spule, bei der acht Windungen des Hohlleiters durch eine Windung aus einem Leiter mit rechteckigem Querschnitt ersetzt wurden, nur eine geringe Auswirkung auf die Feldverteilung im Strahlbereich hat. Die dadurch entstehenden Abweichungen in Größenordnung der harmonischen Komponenten des Feldes sind deutlich kleiner als die Größe der zu erwartenden Effekte, die durch die Fertigungstoleranzen bei der Magnetproduktion entstehen können.

7.2 Untersuchungen der Feldhomogenität

Wie bereits erläutert wurde, ist die Homogenität des erzeugten Magnetfeldes in der zur Strahlführung vorgesehenen Region der entscheidende Parameter der Strahlführungsmagnete. Er wurde in dieser Arbeit unter Verwendung der Simulationsergebnisse für ein dreidimensionales Modell des Dipolmagneten und mithilfe von Messungen an einem maßstabsgetreuen Prototypen des Magneten untersucht. Für die Simulationen des statischen Magnetfeldes wurde die kommerzielle Software Vector Fields OPERA[®] verwendet. Zur Feldmessung wurde eine aus fünf radialen Messspulen bestehende Messsonde benutzt. Die Auswertung der Feldhomogenität in der Magnetapertur wurde anhand der relativen Multipole durchgeführt, die aus den berechneten und gemessenen Werten des Magnetfeldes bestimmt wurden.

Die Ergebnisse der Untersuchungen zeigen, dass die Größe der Hauptkomponente des Feldes mit Feldsimulationen mit einer Abweichung von 2,5% in Bezug auf die Messwerte bestimmt werden kann. Die Werte der höheren harmonischen Komponenten des Feldes, die mittels der Simulationen und der Messungen bestimmt wurden, weisen eine größere Abweichung auf. Diese kann aufgrund des Unterschiedes in der Magnetisierung des Eisens bei Raumtemperaturen und der Temperatur des Jochs von 5 K bis 10 K während des Betriebs des supraleitenden Magneten entstehen. Die relativen Sextupol-, Dekapol- und siebte harmonische Komponente des Feldes, die anhand der Simulationen bestimmt wurden, weisen qualitativ dieselbe Abhängigkeit von der Größe der Hauptkomponente auf, wie die experimentell bestimmten Werte. Sowohl die Simulations- als auch die Messergebnisse zeigen, dass das Magnetfeld in der Apertur stark von der Sextupolkomponente beeinflusst ist. Die Größe der Sextupolkomponente überschreitet sowohl im zentralen Teil des Magneten als auch an den Magnetenden die für die Feldfehler vorgegebene Obergrenze von 6 units. Die Größe der Dekapol- und der siebten harmonischen Komponente bleibt im zentralen Teil des Magneten innerhalb der vorgegebenen Grenzen. Die Größe der auftretenden Feldfehler weist auf die Notwendigkeit weiterer Optimierungen im Design des Magneten hin.

7.3 Untersuchung der dynamischen Wärmelasten

Zur Beschleunigung der Ionen und Protonen auf die für den Betrieb des SIS100 angestrebten Energien sind kurze Beschleunigungszyklen mit schnellen Änderungen des Magnetfeldes von bis zu 4 T/s nötig. Diese schnellen Feldvariationen erzeugen Wirbelströme in allen elektrisch leitenden Bauteilen der supraleitenden Beschleunigermagnete und in ihren Vakuumkammern, die letztendlich zur Jouleschen Erwärmung derselben führen. Eine weitere Wärmequelle stellen die Hystereseverluste dar. Um den supraleitenden Zustand der Magnetspulen im Dauerbetrieb aufrecht zu erhalten, muss die in den Magnetkomponenten entstehende Wärme aus dem System abgeführt werden. Dies erfordert ein effektives und stabiles Kühlsystem des Magneten. Zur Ausarbeitung des den Betriebsanforderungen entsprechenden Kühlsystems ist es notwendig, die während des Betriebs der Maschine zu erwartenden Wärmelasten der Magnetmodule zu kennen. Daher wurden die dynamischen Wärmelasten des Dipolmagneten und seiner Vakuumkammer im Laufe

der experimentellen Untersuchungen gemessen.

Basierend auf den Messergebnissen wurde ein Regressionsmodell der Verluste erstellt, mit dessen Hilfe die Größe der zu erwartenden Wärmelasten im Magneten und seiner Vakuummkammer für beliebige Zyklen im Rahmen der Designparameter mit einer Abweichung von 25% in Bezug auf die gemessenen Werte berechnet werden können.

Die Messergebnisse haben auch gezeigt, dass das untersuchte Modell des Dipolmagneten in den leistungsintensivsten Betriebsmodi des SIS100, wie dem Zyklus **2c**, nicht betrieben werden kann. Innerhalb der vorgegebenen Parameter des Kühlsystems des Magneten wie der Druckdifferenz und dem Massenfluss des zweiphasigen Heliums kann die entstehende Wärmemenge aufgrund des hohen hydraulischen Widerstandes der supraleitenden Spule nicht abgeführt werden, was zum Verlust des supraleitenden Zustandes des Magneten führt. Diese Messungen bestätigten vorab durchgeführte Berechnungen und trugen somit zur abschließenden Änderungen des Magnetdesigns bei. So wird die Spule des Magneten in einer einlagigen Wicklung mit optimiertem hydraulischen Widerstand ausgeführt.

7.4 Analyse der Verlustquellen der Vakuummkammer

Bei der Untersuchung der Jouleschen Verluste in den Komponenten der Dipolmagneten wurde eine besondere Aufmerksamkeit auf die Analyse der Verluste der Vakuummkammer gelegt. Um die durch den Hochstrombetrieb mit U^{28+} Ionen gestellte Forderung den Maximaldruck in der Vakuummkammer des SIS100 zu erfüllen, muss die Kammertemperatur unter 15 K gehalten werden. Daher muss diese gekühlt werden. Das Kühlsystem der Kammer muss dabei so optimiert werden, dass es sowohl die Kammertemperatur auf dem erforderlichen Niveau halten kann als auch keine Störungen der Feldhomogenität in der Magnetapertur verursacht.

Die experimentellen Untersuchungen der dynamischen Wärmelasten der Vakuummkammer des Dipolmagneten ergaben, dass die im leistungstärksten Betriebsmodus des SIS100 zu erwartenden Verluste 30 W betragen, was 30% der Gesamtverluste im Dipolmodul entspricht. Da die Wärmeeinträge in der Kammer ausschließlich durch Wirbelströme verursacht werden, weist dies auf große Wirbelströme in der Kammer hin. Diese führen auch zur Verzerrung der Feldqualität im Bereich des Strahls. Um die Auswirkung der Wirbelströme in der Kammer auf die Feldqualität zu minimieren, müssen diese reduziert werden. Dafür ist es notwendig, die Hauptquellen der Wirbelströme festzustellen. Die durchgeführten analytischen Berechnungen zeigen, dass in dem untersuchten Modell der Vakuummkammer die Kühlröhrchen des Kammerkühlkreises die zweitgrößte Wirbelstromquelle darstellen. Diese ist so, weil die Kühlröhrchen an die Kammer angelötet sind und somit eine über die gesamte Länge der Kammer erstreckende Leiterschleife bilden.

Die Wirbelströme in dem Kühlkreis lassen sich minimieren, indem die Kühlröhrchen der Kammer von dieser elektrisch isoliert werden. Eine weitere Möglichkeit zur Minimierung der Wirbelströme ist die Verwendung einer indirekten Kühlung der Kammer durch ihre thermische Anbindung an das kalte Joch des Magneten. In diesem Fall kann auf den Kühlkreis der Kammer verzichtet werden, wodurch auch das Kühlsystem der

Magnete im Ring vereinfacht werden kann. Bei einem solchen Kühlsystem der Vakuumkammer wird die im Strahlrohr dissipierte Wärme mittels zusätzlicher „thermischer“ Rippen an das kalte Joch abgeführt.

Die analytische Abschätzungen zeigen, dass die zu erwartende Kühlleistung der „thermischen“ Rippen um den Faktor 14 höher ist als die maximal zu erwartenden Jouleschen Verluste im Strahlrohr. Eine entscheidende Rolle spielt dabei die stabile mechanische Anbindung der thermischen Rippen an das Strahlrohr und an das kalte Joch des Magneten, denn in der Vakuum-Umgebung, in der sich der supraleitende Dipolmagnet des SIS100 samt seiner Vakuumkammer befindet, kann die Kühlung einer warmen Fläche mittels Wärmeleitung nur unter der Voraussetzung eines sicheren Kontakts zwischen der zu kühlenden und der kalten Fläche gewährleistet werden. Die durchgeführten analytischen Abschätzungen zeigen, dass im Fall eines idealen Kontakts zwischen den „thermischen“ Rippen und dem Joch die maximale Temperatur der Kammer unter dem Grenzwert von 15 K bleibt.

Die experimentellen Untersuchungen an einem Mock-up Modell einer derartigen Kammer ergaben, dass bei dem verwendeten Design der „thermischen“ Rippen an den Kontaktstellen der Rippen zum Joch ein großer Kontaktwiderstand entsteht. Dadurch wird der Wärmestrom vom Strahlrohr zum Joch reduziert und in Folge dessen steigt die Temperatur an der Oberfläche des Rohrs auf 18 K und überschreitet somit den vorgegebenen Grenzwert von 15 K. Zur praktischen Umsetzung dieses Konzepts der indirekten Kühlung ist somit eine Verbesserung der technologischen Lösung zur Reduzierung der Wärmeübergangswiderstände erforderlich.

7.5 Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde gezeigt, dass die zur Feldsimulationen verwendeten Modelle die geometrieabhängigen Effekte mit ausreichender Genauigkeit beschreiben. Die bei der Analyse der Simulations- und Messergebnisse festgestellten Abweichungen zwischen den beiden Datensätzen sind auf den Unterschied in den Werten der Magnetisierung des Eisens bei Raumtemperatur und der Temperatur des Jochs von 10 K, die dem Betrieb des supraleitenden Magneten entspricht, zurückzuführen. Dieser Unterschied wurde bisher im Modell nicht berücksichtigt. Daher stellt die Weiterentwicklung des numerischen Modells durch das Einbeziehen der den Betriebsbedingungen des Magneten entsprechenden Materialeigenschaften die nächste Aufgabe dar. Mit einem vervollständigten Modell können die Feldeigenschaften im Strahlbereich noch präziser beschrieben werden, was im Hinblick auf die bevorstehende Serienproduktion der Magnete für SIS100 von großer Bedeutung ist.

Eine weitere Aufgabe wäre die Entwicklung eines numerischen Modells der Vakuumkammer mit Kontaktkühlung, um die Temperaturfelder der Kammer und der „thermischen“ Rippen zu simulieren sowie die Untersuchung des mechanischen Verhaltens unterschiedlicher Varianten der Rippen bei der Abkühlung des Magneten.

A. Anhang

A.1 Verwendete Abkürzungen

FAIR	- engl. „Facility for Antiproton and Ion Research“
FEM	- Methode der Finiten Elemente
GSI	- GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung
JINR	- engl. „Joint Institute for Nuclear Research“
SIS100	- Schwerionensynchrotron mit magnetischer Steifigkeit von 100 Tm, der Hauptbeschleuniger des FAIR
SIS300	- Schwerionensynchrotron mit magnetischer Steifigkeit von 300 Tm
SIS18	- Schwerionensynchrotron an der GSI. Magnetische Steifigkeit des Synchrotrons beträgt 18 Tm
UHV	- ultrahohes Vakuum
UNILAC	- Universal-Linearbeschleuniger an der GSI

A.2 Notation

Klassische Elektrodynamik

$\vec{D}(\vec{r}), \vec{D}(\vec{r}, t)$	- elektrische Flussdichte(orts- und zeitabhängig)
$\vec{E}(\vec{r}), \vec{E}(\vec{r}, t)$	- elektrische Feldstärke(orts- und zeitabhängig)
$\vec{B}(\vec{r}), \vec{B}(\vec{r}, t)$	- magnetische Flussdichte(orts- und zeitabhängig)
$\vec{H}(\vec{r}), \vec{H}(\vec{r}, t)$	- magnetische Feldstärke(orts- und zeitabhängig)
$\rho(\vec{r}, t)$	- elektrische Raumladungsdichte(orts- und zeitabhängig)
$\vec{J}(\vec{r}), \vec{J}(\vec{r}, t)$	- elektrische Stromdichte(orts- und zeitabhängig)
ϵ_0	- Permittivität des Vakuums
κ	- elektrische Leitfähigkeit
μ_0	- Permeabilität des Vakuums
μ	- Permeabilität
\vec{M}	- Magnetisierung
\vec{P}_{el}	- elektrische Polarisation
ρ_F	- Oberflächenladung
\vec{J}_F	- Oberflächenstromdichte
t	- Zeit
\vec{r}	- Ortsvektor
\vec{n}	- Normalenvektor einer Fläche
∇_F	- Oberflächendivergenz
\vec{A}	- magnetisches Vektorpotential
$\Phi_m(\vec{r})$	- magnetisches Skalarpotential
$\vec{H}_w(\vec{r})$	- wirbelbehafteter Anteil der magnetischen Feldstärke
$\vec{H}_0(\vec{r})$	- wirbelfreier Anteil der magnetischen Feldstärke

Berechnung magnetischer Felder Strahlführungsmagnete

- λ - Packungsdichte
- A_n - absoluter kreisförmiger Multipolkoeffizient der Ordnung n ,
der die „*skew*“ Komponente der Multipolentwicklung angibt
- B_n - absoluter kreisförmiger Multipolkoeffizient der Ordnung n ,
der die *normale* Komponente der Multipolentwicklung angibt
- b_n - relativer kreisförmiger Multipolkoeffizient der Ordnung n ,
der als B_n/B_m berechnet wird,
wobei B_m die Hauptkomponente des Feldes angibt
- a_n - relativer kreisförmiger Multipolkoeffizient der Ordnung n ,
der als A_n/B_m berechnet wird

Wirbelströme und Temperaturfelder der Vakuumkammer

- $\dot{\vec{B}}$ - Zeitliche Änderung des Magnetfeldes \vec{B}
- I_w - die Stromstärke der Wirbelströme
- P_{ell} - Joulesche Verlustleistung in einem dünnwandigen Rohr elliptischen Querschnitts
- P_K - Joulesche Verlustleistung in der Kühlkontur der Vakuumkammer
- λ - materialspezifische Wärmeleitfähigkeit
- c - materialspezifische Wärmekapazität
- ρ - materialspezifische Dichte eines Körpers

Vermessung des Magnetfeldes

- Φ - magnetischer Fluss
- U_{ind} - eine durch Änderungen des magnetischen Flusses induzierte Spannung
- K_n - Empfindlichkeitsfaktor einer Messspule
im Bezug auf die n -te Komponente des Magnetfeldes
- \bar{C}_n^c - harmonischen Komponenten des Feldes
für die Messung mit dem Mittelpunkt der Messsonde beim $x = 0$ mm
- \bar{C}_n^r - harmonischen Komponenten des Feldes
für die Messung mit dem Mittelpunkt der Messsonde beim $x = 30$ mm
- \bar{C}_n^l - harmonischen Komponenten des Feldes
für die Messung mit dem Mittelpunkt der Messsonde beim $x = -30$ mm
- λ - Gewichtungsfaktor zur Bestimmung der Feldhomogenität anhand der Messwerte

Auswertung dynamischer Wärmelasten des SIS100 Dipolmagnet

U	- innere Energie
u	- spezifische innere Energie
V	- Volumen
v	- spezifisches Volumen
p	- Druck
H	- Enthalpie
h	- spezifische Enthalpie
h_v	- spezifische Verdampfungsenthalpie
Q	- Wärme
\dot{m}	- Massenfluss
P_d	- dynamische Wärmelast
P_s	- statische Wärmelast
τ	- Dauer eines Stromzyklus
t_{\wedge}	- Dauer eines Dreieckstromzyklus
$q_h(B_{max})$	- Modellparameter zur Bestimmung des Hysterese bedingten Anteil dynamischer Wärmelasten
$q_e(B_{max})$	- Modellparameter zur Bestimmung des Wirbelstrom bedingten Anteil dynamischer Wärmelasten

Literaturverzeichnis

- [1] P. Kienle and K.-D. Gross. *Neue Beschleuniger und Experimentieranlagen bei der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt*. Naturwissenschaften, 78(9):385-391, 1991.
- [2] H. H. Gutbrod, I. Augustin, H. Eickhoff, K.-D. Groß, W. F. Henning, D. Krämer, G. Walter. *FAIR baseline technical report*. Technical report, GSI, 2006.
- [3] B. Franczak. *SIS 18 Parameterliste*, 10.09.1987.
- [4] *FAIR - Facility for Antiprotons and Ion Research, Technical Design Report, Synchrotron SIS100*, December, 2008.
- [5] L. Groening, W. Barth, R. Brodhage, G. Clemente, R. Gobin, H. Podlech, U. Ratzinger, G. Schreiber, W. Vinzenz. *Status of the FAIR Proton Linac*, GSI Scientific Report 2009.
- [6] U. Ratzinger, R. Brodhage, G. Clemente, L. Groening, H. Podlech, R. Tiede. *Development of a coupled CH-Power cavity from 11.7MeV to 23.4MeV*, GSI Scientific Report 2009.
- [7] P. Spiller, K. Blasche, B. Franczak, J. Stadlmann and C. Omet. *Optimization of the SIS100 Lattice and a Dedicated Collimation System for Ionisation Losses*, AIP Conference Proceedings, Volume 773, pp. 40-44.
- [8] L. Bozyk, D. H. H. Hoffmann, H. Kollmus, P. Spiller. *Development of a Cryocatcher Prototype for SIS100*. GSI Scientific Report 2009.
- [9] E. Fischer, A. Mierau, P. Schnizer, J. Macavei, S. Wilfert, P. Spiller *SIS100 Fast Ramped Magnets and Their Cryopump Functionality for the Operation With High Intensity intermediate charge state heavy ions.*, In Proceedings of IPAC'10, Kyoto, Japan, 2010.
- [10] A. Kovalenko. *Status of the Nuclotron*. In Proceedings of the 4th European Particle Accelerator Conference (EPAC94), London, UK, 1994.
- [11] A.A. Smirnov, A.M. Baldin, A.M. Donyagin, E.I. D'yachkov, I.A. Eliseeva, H.G. Khodzhbagiyan, I.S. Khukhareva, A.D. Kovalenko, Yu.V. Kulikov, B.K. Kuryatnikov, E.K. Kuryatnikov, V.N. Kuzichev, L.G. Makarov, P.I. Nikitaev,

- N.M. Sazonov, M.A. Voevodin, A.G. Zel'dovich and A.A. Vasiliev *A Pulsed Superconducting Dipole Magnet For The Nuclotron*. 8th International Conference on Magnet Technology., J. Phys. Colloques, Volume 45, Number C1, Jan. 1984.
- [12] N. Marks *CONVENTIONAL MAGNETS – I*, In Proc, CAS, General Accelerator Physics, Vol. 2. CERN 94-01, 1994. ISBN 92-9083-057-3.
- [13] A.M. Baldin, N.N. Agapov, S.A. Averichev, A.M. Donyagin, E.I. D'yachkov, H.G. Khodzhbagiyan, A.D. Kovalenko, L.G. Makarov, E.A. Matyushevsky, and A.A. Smirnov. *Superconducting fast cycling magnet of the Nuclotron*. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 5(2):875–877, June 1995.
- [14] A.M. Baldin, N.N. Agapov, V.A. Belushkin et al. *Cryogenic System of the Nuclotron - a New Superconducting Synchrotron*, Advances in Cryogenic Engineering, v.39, New York, 1994.
- [15] H.G. Khodzhbagiyan, A. Kovalenko, E. Fischer. *Some aspects of cable design for fast cycling superconducting synchrotron magnets.*, IEEE, Transactions on Applied Superconductivity, 14(2):1031-1034, 2004.
- [16] E. Fischer, P. Schnizer, K. Weiss, A. Nyilas, A. Mierau, G. Sikler. *Critical mechanical structure of superconducting high current coils for fast ramped accelerator magnets with high repetition rates in long term operation*. 9th European Conference on Applied Superconductivity (EUCAS09), Journal of Physics: Conference Series 234(2010) 032013, IOP Publishing doi:10.1088/1742-6596/234/3/032013.
- [17] A.D. Kovalenko, A. Kalimov, H.G. Khodzhbagiyan, G. Moritz, and C. Mühle. *Optimisation of a Superferric Nuclotron Type Dipole for the GSI Fast Pulsed Synchrotron*. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 12(1), March 2002.
- [18] A. Kovalenko, N. Agapov, E. Fischer, H. Khodzhbagiyan, G. Kuznetsov, G. Moritz and A. Smirnov. *New Results on Minimizing AC Power Losses in a Fast Cycling 2 T Superferric Dipole With a Cold Yoke.*, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 16(2), June 2006.
- [19] E. Fischer, A. Alfeev, A. Kalimov, H. Khodzhbagiyan, G. Kuznetsov, G. Moritz, C. Muehle, and V. Seleznev. *Status of the Design of a Full Length Superferric Dipole and Quadrupole Magnets for the FAIR SIS100 Synchrotron*, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 16(2), June 2007.
- [20] GSI-Technische Zeichnung. CAD Modell - Vakuumkammer Dip L3000, Zeichnungsnummer: DIP-V01-C83.010.000, Stand 28. November 2006.
- [21] E. Fischer, A. Mierau, P. Schnizer, P. Akichin, A. Bleile, R. Kurnischov, C. Schröder, S. Shim, P. Scherbakov, A. Stafiniak. *Measurement Results for the SIS100 Straight Magnet*, GSI Report, 29 Juni 2009.

- [22] Technical Specification *Specification for the Design, Construction and Testing of a superconducting Full Scale curved Model Dipole Magnet for the SIS100 Synchrotron*, GSI December 2006.
- [23] Arnold Sommerfeld *Vorlesungen über theoretische Physik*, Band 3, Elektrodynamik. Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G., 4. Auflage, Leipzig 1964.
- [24] John David Jackson / Dt. Übers. und Bearb. Kurt Müller: *Klassische Elektrodynamik*. Walter de Gruyter; Berlin; New York, 3.Auflage, 2002, ISBN 3-11-016502-3.
- [25] Richard P. Feynman. „Feynman Vorlesungen über Physik“, Band 2., 5.Auflage, Oldenburg Wissenschaftsverlag GmbH, 2007, ISBN 978-3-486-58107-2.
- [26] Eckhard Rebhahn. *Theoretische Physik: Elektrodynamik*. Spektrum Akademischer Verlag, 1.Auflage, 2007, ISBN 978-3-8274-1717-6.
- [27] S. Brandt H. D. Dahmen. *Physik eine Einführung in Experiment und Theorie*, Band 2 , Elektrodynamik. 2.Auflage, Springer-Verlag, 1986, ISBN 3-540-16979-2.
- [28] A.C. Rose-Innes and E.H. Rhoderick. *Introduction to superconductivity*. Pergamon Press, 1969.
- [29] Ingo Wolff. *Maxwellsche Theorie Grundlagen und Anwendung*. Springer, 4. überarbeitete Auflage, 1997 ISBN 3-450-63012-0.
- [30] A.N. Lebedev, A.V. Shalnov. *Grundlagen der Physik und Technik von Beschleuniger*, Band 1, Energoatomizdat. Moskau, 1981.
- [31] Heinz E. Knoepfel. *Magnetic fields. A Comprehensive Theoretical Treatise for Practical Use*. A Wiley-Interscience Publication , John Wiley & Sons, Inc, 2000, ISBN 0-471-32205-9.
- [32] T. Weiland. *Verfahren und Anwendungen der Feldsimulation I*. Skriptum zur Vorlesung von Prof. Dr.-Ing. Thomas Weiland, Technische Universität Darmstadt.
- [33] T. Weiland. *Grundlagen der Elektrodynamik und Technische Elektrodynamik*. Skriptum zur Vorlesung von Prof. Dr.-Ing. Thomas Weiland, Technische Universität Darmstadt, 21. März 2011.
- [34] H.Hofmann. *Das elektromagnetische Feld. Theorie und grundlegende Anwendungen*. Springer-Verlag Wien NewYork, 1974, ISBN 3-211-81141-9.
- [35] S. Russenschuck. *Electromagnetic Design and Mathematical Optimization Methods in Magnet Technology*. E-book, First Edition CERN, 2005, ISBN 92-9083-242-8.
- [36] Dr. Gerhard Schnell. *Magnete Grundlagen - Aufbau - Anwendungen*. Verlag Karl Thieming, 1973, ISBN 3-521-06082-9.
- [37] K.-H. Mess, P. Schmüser, S. Wolff. *Superconducting Accelerator Magnets*. World Scientific, 1996, ISBN 981-02-2790-6.

- [38] K. Wille. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. 2. überarbeitete und erweiterte Auflage, B.G. Teubner Stuttgart, 1996, ISBN 3-519-13087-4.
- [39] Jack Tanabe. *Iron Dominated Electromagnets Design, Fabrication, Assembly and Measurements*. SLAC-R-754, June 2005.
- [40] A.K. Jain. *Basic theory of magnets*, In Proc, CAS, Magnetic measurement and Alignment, CERN 98-05, 1998.
- [41] S. Russenschuck. *Field Computation for Accelerator Magnets*. WILEY-VCH verlag GmbH & Co. KGaA, 2010, ISBN 978-3-527-40769-9.
- [42] Frank Hintenberg. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. Springer, 1997, ISBN 3-540-61238-6.
- [43] P. Schnizer, B. Schnizer, P. Akishin, and E. Fischer. *Plane elliptic multipole representations of static magnetic fields*. Nuclear Instruments und Methods in Physics Research, 10.1016/j.nima.2009.06.007, 2009.
- [44] P. Schnizer, B. Schnizer, P. Akishin, and E. Fischer. *Plane elliptic or toroidal multipole expansions for static fields: application within the gap of straight and curved accelerator magnets*. Compel, Vol.28, N.4, 2009.
- [45] P. Schnizer, B. Schnizer, P. Akishin, and E. Fischer. *Field representation for elliptic apertures*. Technical report, GSI February 2007.
- [46] S. Caspi. *An Approach to 3D Magnetic Field Calculation Using Numerical and Differential Algebra Methods*. Lawrence Berkeley National Laboratory, July 1992, LBNL Paper LBL-32624, <http://escholarship.org/uc/item/72m8p0kg>.
- [47] S. Caspi. *The Use of Harmonics in 3-D Magnetic Fields*. IEEE Transactions on Magnetism, 30, 4, 2419, July 1994.
- [48] O.C. Zienkiewicz, R.L Taylor. *The finite element method*. Volume 1, Butterworth-Heinemann, ISBN 0-7506-5049-4.
- [49] Günter Müller, Clemens Groth. *FEM für Praktiker*, Band 1: Grundlagen, 5. aktualisierte Auflage. Expert Verlag GmbH, 2000, ISBN 3-8169-1857-3.
- [50] GSI-Technische Zeichnung. CAD Modell - Spule und Leiter Dip., Zeichnungsnummer: DIP-V01-C83.020.000, Stand 7.Juli 2006.
- [51] E. Fischer, H. Khodzhbagiyani, A. Kovalenko. *Full Size Model Magnets for the FAIR SIS100 Synchrotron*. The 20th international conference on magnet technology, IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 18(2):260-263, June 2008.
- [52] P. Akishin, E. Fischer, P. Schnizer. *Finite Element R&D for SIS100 dipoles*. Technical Report, GSI, July 2007.

- [53] CST EM STUDIO™ *Workflow & Solver Overview*. CST EM STUDIO™ 2010.
- [54] CST EM STUDIO™ *Tutorial*. CST EM STUDIO™ 2010.
- [55] *Opera-2d Reference Manual*, Version 14.003. January 2011
- [56] A.M. Baldin, et al.. *Cryogenic system of the Nuclotron - a new superconducting synchrotron*. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 39:501-508, 1994.
- [57] E. Fischer, R. Kurnishov, P. Shcherbakov. *Finite element calculations on detailed 3D models for the superferric main magnets of the FAIR SIS100 synchrotron*. Cryogenics, vol. 47, pp. 583-594, 2007.
- [58] A. Mierau, P. Akishin, E. Fischer, P. Schnizer. *Impact of Mechanical Imperfections on the field quality Study for SIS 100 Single Layer Dipole*. GSI Internal Note, Oktober 2008.
- [59] E. Fischer, Johan Macavei, Pierre Schnizer *The straight SIS100 dipole S2LD Parameters and Calculations*. GSI, MT Internal Note: MT-INT-EF-JM-PS-2008-001, Oktober 2008.
- [60] P. Schnizer, B. Schnizer, P. Akishin, E. Fischer. *Magnetic field analysis for superferric accelerator magnets using elliptic multipoles and its advantages*. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, v.18(2), June 2008.
- [61] GSI-Technische Zeichnung. CAD Modell - Vacuum chamber - Dipole SIS100 with 4 cooling pipes. Zeichnungsnummer: MAG-V35-C83.010.000, Stand 4. August 2011.
- [62] Institut of Nuclear Physics (BINP) Novosibirsk, Russia - Technische Zeichnung. CAD Modell - Vacuum chamber for SIS100 Dipole. Zeichnungsnummer: 7.SIS100.03.00.00.00
- [63] E. Fischer, A. Mierau A, P. Schnizer, J. Macavei, S. Wilfert, P. Spiller. *SIS100 Fast ramped magnets and their cryopump functionality for the operation with high intensity intermediate charge state heavy ions*. In Proceedings of IPAC'10, Kyoto, Japan, 2010.
- [64] E. Fischer, J. Macavei, and A. Mierau. *Designkonzept für eine Vakuumkammer mit Kontaktkühlung*. GSI, MT Internal Note: MT-INT-EF-2009-001, October 2009.
- [65] GSI-Technische Zeichnung. CAD Modell - Vacuum chamber - Dipole SIS100 with contact cooling. Zeichnungsnummer: DIP-V24-C83.010.000, Stand 24. Februar 2010.
- [66] Nolting W. *Grundkurs Theoretische Physik 3*, Elektrodynamik. Springer, 2007.
- [67] S. Wilfert, K. Keutel. *Die Kryogenen Vakuumkammern der supraleitenden Magnete der Schwer Ionen Synchrotron- Ringe SIS 100/300*. Otto-von-Guericke-Universität, 2004, 06MG168.
- [68] Babcock Noell GmbH-Technische Zeichnung. Zeichnungsnummer: M_0-014_0.

- [69] E. Fischer, P. Schnizer, C. Heil, A. Mierau, B. Schnizer, S. Shim. *Impact of the beam pipe design on the operation parameters of the superconducting magnets for the SIS100 synchrotron of the FAIR project*. 12 European Conference on Cryogenics and applied superconductivity, 2009, september, Journal of Physics: Conference Series
- [70] E. Fischer, P. Schnizer, R. Kurnyshov, B. Schnizer, P. Shcherbakov. *Numerical Analysis of the Operation Parameters of Fast Cycling Superconducting Magnets*. IEEE Transaction on Applied Superconductivity, 19(3), June 2009.
- [71] E. Fischer, H. Khodzhbagiyan, A. Kovalenko, and P. Schnizer. *Fast Ramped Superferric Prototypes and Conclusions for the Final Design of the SIS100 Main Magnets*. IEEE Transaction on Applied Superconductivity, 19(3), June 2009.
- [72] GSI-Technische Zeichnung. Simple rib for VC with contact cooling. Zeichnungsnummer: DIP-V24-C83.010.002.
- [73] S. Koch. *Quasistatische Feldsimulationen auf der Basis von Finiten Elementen und Spektralmethoden in der Anwendung auf supraleitende Magnete*. Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2009.
- [74] P. Schnizer, P. Akishin, E. Fischer, R. Kurnishov, A. Mierau, B. Schnizer, P. Shcherbakov. *Superferric Magnets for the SIS100 Synchrotron: Design and Optimization*. In Proceedings of the 13th International IGTE Symposium, September 2008.
- [75] Peter Stephan, Karlheinz Schaber, Karl Stephan, Franz Mayinger. *Thermodynamik. Grundlagen und technische Anwendungen*, Band 1., 17. Auflage. Springer-Verlag, 2007, ISBN 978-3-540-70813-1.
- [76] N.J. Simon, E.S. Drexler, R.P. Reed. Properties of Copper and Copper Alloys at Cryogenic Temperatures. NIST Monograph 177, (1992).
- [77] Hans Dieter Baehr, Karl Stephan. *Wärme und Stoffübertragung.*, 7. neu bearbeitete Auflage. Springer-Verlag, 2010, ISBN 978-3-642-05500-3.
- [78] G. Sikler et al. *Full size model manufacturing and advanced design status of the SIS100 main magnets*. WAMSDO 2008 - Workshop on Accelerator Magnet, Superconductor, Design and Optimization Wednesday, May 19 -23, 2008.
- [79] G. Sikler et al., *Fabrication of a prototype of a fast cycling superferric dipole magnet*. PAC09, Vancouver, 2009.
- [80] *Kurzspezifikation der Stromversorgung für den Teststand der snell gepulsten supraleitenden Magnete*. GSI Internal Note 2002.
- [81] H. Welker, H. Ramakers, G. Breitenberger. *Dynamik 11kA Power Converter for Prototype Testing of Superconducting FAIR Magnets*. GSI Scientific Report 2006.
- [82] B. Berkes. *Hall generators*. In Proc, CAS, Magnetic measurement and Alignment, CERN 92-05, 1992, ISBN 92-9083-047-6.

- [83] W. G. Davies. *The theory of the measurement of magnetic multipole fields with rotating coil magnetometers*. Nuclear Instruments und Methods in Physics Research, A311, 1992.
- [84] L. Walckiers. *The harmonic-coil method*. In Proc, CAS, Magnetic measurement and Alignment, CERN 92-05, 1992, ISBN 92-9083-047-6.
- [85] L. Walckiers. *Magnetic measurement with coils and wires*. In Proc, CAS, Magnets, CERN-2010-004, November 2010, ISBN 978-92-9083-355-0.
- [86] P. Schmüser. *Magnetic Measurement of Superconducting Magnets and Analysis of Systematic Errors*. In Proc, CAS, Magnetic measurement and Alignment, CERN 92-05, 1992, ISBN 92-9083-047-6.
- [87] Animesh K. Jain. *HARMONIC COILS*. In Proc, CAS, Magnetic measurement and Alignment, CERN 98-05, 1998.
- [88] K. N. Henrichsen. *Classification of magnetic measurement methods*. In Proc, CAS, Magnetic measurement and Alignment, CERN 92-05, 1992, ISBN 92-9083-047-6.
- [89] P. Schnizer. *Measuring system qualification for LHC arc quadrupole magnets*. Dissertation, Technische Universität Graz, 2002.
- [90] Thomas Mack. *Der Maulwurf Entwicklung und Fertigung eines komplexen Magnetmesssystems*. Diplomarbeit Hochschule Darmstadt, Juni 2008.
- [91] Leo Michelotti. *Combining Multipole Data*. In the Proc. PAC 1987, Washington, DC, 1987.
- [92] P. Schnizer, H. R. Kiesewetter, T. Mack, T. Knapp, F. Klos, M. Manderla, S. Rauch, M. Schöncker, R. Werkmann. *Mole for Measuring Pulsed Superconducting Magnets*. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 18(2), June 2008.
- [93] P. Schnizer, E. Fischer, H. R. Kiesewetter, F. Klos, T. Knapp, T. Mack, A. Mierau, B. Schnizer. *Commissioning of the Mole for Measuring SIS100 Magnets and First Test Results*. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 2009.
- [94] J.P. Ozelis, SW. Delchamps, S. Gourlay, T. Jaffery, W. Kinney, W. Koska, M. Kuchnir, M.J. Lamm, P.O. Mazur, D. Orris, J. Strait, M. Wake *AC Loss Measurements of Model and Full Size 50mm SSC Collider Dipole Magnets at Fermilab*. FERMILAB-Conf-92/257, Presented at the 1992 Applied Superconductivity, Chicago, Illinois, August 23-28, 1992.
- [95] Richard Thomas, Animesh Jain on behalf of Superconducting Magnet Division Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973 *Energy Loss Measurements in the GSI Prototype Dipole*. GSI-BNL Phone Meeting, Juli 26, 2006.
- [96] Professor Dr. Horst Stöcker. *Taschen Buch der Physik*, 5. korrigierte Auflage. Wissenschaftlicher Verlag Harri Deutsch, 2007, ISBN-10 3-8171-1720-5.

- [97] N. Marks *CONVENTIONAL MAGNETS – II*, In Proc, CAS, General Accelerator Physics, Vol.2, CERN 94-01, 1994, ISBN 92-9083-057-3.
- [98] *Datenblatt zur Präzisions-Druckmessumformer mit digitalem Ausgang*. WIKA Alexander Wiegand GmbH & Co. KG, www.wika.de
- [99] *Cryogenik temperature sensors CERNOXTM*, Technical Specifications. <http://www.lakeshore.com/products/Cryogenic-Temperature-Sensors/Cernox/Models/Pages/Specifications.aspx>, Lake Shore Cryotronics, Inc.
- [100] Brooks Instrument, LLC *Design Specifications for Mass Flow Controller & Meter, Models 5853E/5863E*. December, 1998.
- [101] Armin Schöne. *Meßtechnik*, zweite, überarbeitete Auflage. Springer-Verlag, 1997, ISBN 3-540-60095-7.
- [102] Jörg Hoffmann. *Taschenbuch der Messtechnik*, 5. aktualisierte Auflage. Fachbuchverlag Leipzig im Carl Hanser Verlag, 2007, ISBN 978-3-446-40993-4.
- [103] *GNU Scientific Library. Reference Manual*, http://www.gnu.org/software/gsl/manual/html_node/Fitting-Overview.html
- [104] Siegmund Brandt. *Datenanalyse mit statistischen Methoden und Computerprogrammen*, 4. Auflage. Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg · Berlin, 1999, ISBN 3-8274-0158-5.
- [105] GSI-Technische Zeichnung. Testing vacuum chamber with contact cooling. Localization Temperatur sensors. Stand: 10. November 2011.

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name	Anna Mierau
Geburtsdatum	12.06.1975
Geburtsort	Nowoworonesh, Russische Föderation

Schul Ausbildung

1982-1986	Mittelschule in Nowoworonesh
1986-1992	Mittelschule in Ilanski, Russische Föderation Mittelschulabschlussprüfungen (Allgemeine Hochschulreife)

Hochschulausbildung

09/1992 – 06/1997	Studium der Physik an der Staatlichen Universität zu Krasnojarsk, Russische Föderation Abschluss: Diplom-Physikerin
-------------------	---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------

Akademische Weiterbildung

11/1997 – 01/2001	Aspirantur an der Staatlichen Universität zu Krasnojarsk Fachbereich: Mechanik von Flüssigkeiten, Gasen und Plasma Abschluss: Kandidatenprüfungen in der Fachrichtung Mechanik von Flüssigkeiten, Gasen und Plasma (Gesamturteil: gut)
04/2008-03/2009	einjähriges wissenschaftliches Praktikum am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung bei der FAIR MT-Gruppe
04/2009 - 03/2012	Stipendium der Technischen Universität Darmstadt im Rahmen der Kooperation mit der GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH zur Promotion am Institut für Theorie Elektromagnetischer Felder der Technischen Universität Darmstadt

Berufstätigkeit

- | | |
|-------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| 03/2001 – 09/2001 | Wissenschaftliche Mitarbeiterin am Forschungsinstitut für Steuerungssysteme, Wellenprozesse und Technologien, Krasnojarsk, Russische Föderation |
| 09/2001 – 07/2006 | Oberdozentin an der Staatlichen Technischen Universität zu Krasnojarsk, Russische Föderation |
| seit 04/2012 | Wissenschaftliche Mitarbeiterin am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH |